

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА**

**А.П. Краснопорова
Г.Д. Юхно**

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

ОСНОВИ РАДІОХІМІЇ ТА РАДІОЕКОЛОГІЇ

Харків – 2017

УДК 539.1 (075.8) + 541.15 (075.8)
ББК 24.5Я73
К 78

*Рекомендовано до друку Вченою радою Хімічного
факультету
Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна
(протокол №5 від 23 червня 2017 р.)*

Рецензенти:

доктор хімічних наук, професор, зав. кафедри хімічної
метрології хімічного факультету Харківського національного
університету імені В.Н. Каразіна **Юрченко О.І.**;
доктор хімічних наук, професор, зав. кафедри неорганічної
хімії хімічного факультету Харківського національного
університету імені В.Н. Каразіна **В'юник І.М.**

Красноп'ярова А.П., Юхно Г.Д.

**К 78 Лабораторний практикум: Основи радіохімії та
радіоекології:** методичні вказівки до лабораторних робіт для
студентів хімічного факультету. – Харків : ХНУ
ім. В.Н. Каразіна, 2017. — 103 с.

Методичні вказівки містять теоретичні частини та описи лабораторних робіт, присвячених методам виміру радіоактивності, обробка результатів виміру радіоактивності, основному закону радіоактивного розпаду і закономірностям взаємодії ядерного випромінювання з речовиною.

Методичні вказівки містять також практичні роботи, присвячені питанням радіоекології: дозиметрії іонізуючих випромінювань і фізичного захисту від них, а також якісного і кількісного визначення вмісту гамма-випромінювальних радіонуклідів в об'єктах довкілля.

Для викладачів, студентів хімічних факультетів, для фахівців, які працюють в галузі атомної енергетики, охорони довкілля.

УДК 539.1 (075.8) + 541.15 (075.8)

Зміст

Зміст.....	3
ПЕРЕДМОВА	5
Правила роботи з радіоактивними речовинами	6
Частина 1 Радіоактивність	9
1 Методи реєстрації радіоактивного випромінювання.....	9
1.1 Іонізаційні методи реєстрації радіоактивного випромінювання .	10
1.1.1 Іонізаційні камери.....	12
1.1.2 Газонаповнені імпульсні детектори (лічильники).	
Принцип дії.....	14
1.1.3 Лічильники Гейгера-Мюллера.	15
1.2 Авторадіографічні методи реєстрації ядерного випромінювання.....	23
Лабораторна робота 1 Вимірювання радіоактивності за допомогою лічильника Гейгера-Мюллера.....	27
2 Математична обробка результатів радіометричних вимірювань ...	33
2.1 Середнє арифметичне значення вимірюваної величини	34
2.2 Середня квадратична похибка середнього арифметичного	35
2.3 Статистичний характер радіоактивного розпаду і розподіл Пуассона.....	39
2.4 Вплив фону на точність радіометричних вимірювань.....	41
2.5 Оптимальна тривалість вимірювання.....	42
Лабораторна робота 2 Обробка результатів радіометричних вимірювань.....	43
3 Закони радіоактивного розпаду.....	46
Лабораторна робота 3 Визначення періоду напіврозпаду довговічного ізоотопу $^{238}_{92}\text{U}$	53
4 Взаємодія ядерного випромінювання з речовиною	55
4.1 Взаємодія α -частинок з речовиною.....	56
4.2 Взаємодія β -частинок з речовиною.....	58
Лабораторна робота 4 Визначення верхньої межі β -спектра ^{90}Sr і ^{90}Y	61
4.3 Взаємодія γ -випромінювання з речовиною.....	63
Лабораторна робота 5 Визначення коефіцієнта ослаблення γ -променів ізоотопу ^{137}Cs у різних поглиначих.....	66
Частина 2 Радіоекологія	70
5 Дозиметрія іонізуючих випромінювань	70
5.1 Основні поняття та одиниці дозиметрії.....	70
5.1.1 Лінійна передача енергії – ЛПЕ	71
5.1.2 Поглинена доза.....	71

5.1.3 Керма	72
5.1.4 Коефіцієнт якості випромінювання – Q.	72
5.1.5 Еквівалентна доза.....	73
5.1.6 Експозиційна доза.	75
5.2 Сцинтиляційний метод реєстрації ядерних випромінювань.....	77
Лабораторна робота 6 Дозиметрія іонізуючого випромінювання.....	84
6 Радіоактивні нукліди в навколишньому середовищі та методи їх визначення.	87
6.1 Гамма-спектрометрія.....	88
6.2 Напівпровідникові детектори	89
6.2.1 Структура напівпровідників	89
6.2.2 Реєстрація ядерного випромінювання напівпровідниковими детекторами	92
6.3 Апаратурний спектр гамма-спектрометра	95
Лабораторна робота 7 Визначення вмісту γ -випромінювальних радіонуклідів у зразках будівельної сировини	97
Додатки.....	100
Література	102

ПЕРЕДМОВА

Запропонований практикум – це перероблене й доповнене видання опублікованого в 2009 р. посібника «Основы радиохимии и радиоэкологии».

Відповідно до назви посібник складається із двох самостійних частин, які містять опис 7 лабораторних робіт. Укладачі посібника мають на меті ознайомити студентів з основними поняттями радіохімії та радіоекології і практичними навичками роботи з радіоактивними речовинами.

Перша частина «Радіоактивність» містить опис лабораторних робіт, присвячених методам вимірювання радіоактивності, взаємодії ядерного випромінювання з речовиною, законам радіоактивного розпаду. В практикумі представлені різні методи реєстрації ядерного випромінювання, розглянуто газорозрядні, напівпровідникові та сцинтиляційні детектори. Окрема робота присвячена математичній обробці результатів вимірювання радіоактивності.

Друга частина методичної розробки «Радіоекологія» містить практичні роботи з питань радіоекології: дозиметрії іонізуючих випромінювань і фізичного захисту від них, а також якісного й кількісного визначення гамма-випромінювальних радіонуклідів в об'єктах навколишнього середовища.

Кожній лабораторній роботі передуює стислий виклад основних теоретичних положень, що необхідні для якісного виконання роботи.

Правила роботи з радіоактивними речовинами

Усі засоби захисту від радіоактивних випромінювань ефективні лише за умови суворого дотримання правил роботи з радіоактивними речовинами та поведінки в радіохімічній лабораторії.

Перед початком виконання лабораторних робіт студенти повинні ознайомитися з технікою безпеки і правилами роботи з радіоактивними речовинами, здати викладачеві залік із техніки безпеки для роботи з радіоактивними ізотопами і розписатися у спеціальному журналі.

Викладач перевіряє наявність необхідного обладнання для виконання роботи, засобів захисту та ліквідації аварій, інструкції щодо роботи з даним ізотопом і дає дозвіл на отримання необхідного радіоактивного ізотопу на робоче місце.

Запобіжні заходи під час роботи з радіоактивними речовинами залежать від того, в якому вигляді їх застосовують. Розрізняють **закриті і відкриті препарати**.

Закритий препарат – це пристрій, у якому радіоактивна речовина оточена щільною неактивною оболонкою, яка за нормальних умов не допускає виходу радіоактивних речовин назовні.

Під час роботи із закритими радіоактивними препаратами необхідно дотримуватися такого порядку:

- 1) безпосередньо перед початком роботи отримати препарат у лаборанта;
- 2) у ході роботи із закритим препаратом необхідно застосовувати дистанційні інструменти, наприклад, пінцети;
- 3) відстань між працівником і препаратом має бути якомога більшою, а час опромінення щонайменшим;
- 4) усі операції з радіоактивними препаратами проводяться таким чином, щоб абсолютно виключити будь-яке пошкодження або руйнування захисної оболонки;
- 5) під час роботи препарат повинен знаходитися у свинцевому будиночку;
- 6) обмін препаратами заборонено;
- 7) після закінчення робіт препарат необхідно здати лаборанту і вимкнути лічильну установку.

Відкритий препарат – це препарат, неізолюваний неактивним матеріалом. Він може бути в рідкому, твердому або газоподібному вигляді.

У ході роботи з радіоактивними речовинами у відкритому вигляді (сухі, рідкі) студенти повинні дотримуватися такого порядку:

- 1) будь-які операції з відкритими радіоактивними речовинами проводяться у витяжних шафах або камерах із гарною вентиляцією;
- 2) посудини з радіоактивними розчинами мають знаходитися за свинцевими перегородками в охоронних посудинах, під час роботи їх потрібно ставити за плексигласові екрани, де робляться необхідні операції;
- 3) у процесі відбирання проб необхідно користуватися спеціальними піпетками або грушами;
- 4) якщо радіоактивний розчин розлився, слід повідомити про це лаборанта, який разом із дозиметристом повинен провести дезактивацію цієї ділянки;
- 5) зразки з радіоактивними розчинами в спеціальних кюветах або чашках Петрі висушують під інфрачервоною лампою в спеціальній камері;
- 6) працюючи із сухими зразками, необхідно користуватися тільки пінцетами;
- 7) переносити сухі зразки з кімнати високої активності в лічильну кімнату потрібно в спеціальних кюветах або чашках Петрі;
- 8) після закінчення робіт зразки із сухими радіоактивними препаратами необхідно помістити в контейнер, який знаходиться в кімнаті високої активності й служить для зберігання сухих радіоактивних відходів;
- 9) рідкі радіоактивні відходи слід зливати в спеціальні ємності, які знаходяться в кімнаті високої активності за спеціальними захисними екранами;
- 10) посуд, у якому були радіоактивні розчини, необхідно спочатку сполоснути водою і злити в ті ж ємності, що й рідкі радіоактивні розчини, потім добре вимити содою в мийній кімнаті і здати лаборанту;
- 11) закінчивши роботу, студенти під контролем лаборанта або дозиметриста проводять дозиметричний контроль робочого місця і в разі необхідності здійснюють його дезактивацію, а також посуду та іншого обладнання і знову здають радіоактивні відходи.

У лабораторії, де проводяться роботи з радіоактивними речовинами, забороняється:

- знаходитися без халатів;
- споживати їжу та зберігати харчові продукти;
- палити;
- проводити роботи без допуску викладача;
- брати руками чашечки з радіоактивними препаратами;
- виливати радіоактивні розчини в раковину;
- затягувати радіоактивні розчини в піпетку ротом;
- залишати радіоактивні препарати біля лічильної установки;
- виходити з лабораторії в спецодязі;
- переносити інструменти та прилади з однієї кімнати в іншу без перевірки і дозволу дозиметриста;
- студенти можуть залишити практикум тільки з дозволу викладача після дозиметричного контролю.

Частина 1

Радіоактивність

1 Методи реєстрації радіоактивного випромінювання

Виконання досліджень із використанням радіоактивних речовин завжди передбачає проведення операцій з реєстрації випромінювання, що випускають ядра радіоактивних атомів.

Під реєстрацією радіоактивного випромінювання розуміють якісне виявлення випромінювання та кількісне визначення активності радіоактивного препарату.

Підгрунтя будь-якого методу реєстрації радіоактивного випромінювання становить взаємодія випромінювання з речовиною. Залежно від ефекту взаємодії випромінювання з речовиною методи їх реєстрації можна поділити на:

а) **іонізаційні методи**, що базуються на іонізуючій дії випромінювання;

б) **сцинтиляційні методи**, в основі яких лежить здатність низки матеріалів перетворювати енергію ядерних випромінювань в енергію фотонів світлового випромінювання, тобто люмінесціювати під дією випромінювання;

в) **авторадіографічні методи**, в яких використовуються хімічні реакції у фотоемульсіях, що проходять під дією випромінювання досліджуваного зразка.

Реєстрація випромінювання проводиться за допомогою чутливого елемента — детектора — та вимірювальної апаратури. **Під детектором** розуміють пристрій, за допомогою якого прямо або побічно визначають величину випромінювання.

Залежно від фізичного процесу в детекторі розрізняють: детектори, що базуються на іонізації, збудженні світлових імпульсів, зміні у твердих тілах, термічних ефектах, виникненні ядерних реакцій після опромінення.

До складу будь-якого детектора входить речовина, з якою взаємодіють частинки, і перетворювач ефектів взаємодії у величини (електричний імпульс, струм і т. ін.), що реєструються вимірювальною апаратурою.

За агрегатним станом робочого тіла розрізняють такі детектори: газонаповнені, рідинні, твердотільні.

За типом реєстрованих випромінювань розрізняють детектори: α -частинок, β -частинок, γ -квантів, нейтронів, протонів.

Сучасні методи детектування та спостереження заряджених частинок та фотонів настільки широкі й різноманітні, що розглянути їх у методичному посібнику немає можливості. Тому в цій книзі будуть стисло описані основні методи та детектори, які найчастіше використовують для реєстрації ядерного випромінювання.

Застосування різних методів реєстрації пов'язане з різними витратами праці й коштів, тому в кожному конкретному випадку слід шукати найбільш простий шлях реєстрації.

Сцинтиляційні методи реєстрації ядерних випромінювань будуть викладені в розділі «Дозиметрія іонізуючих випромінювань».

Напівпровідникові детектори будуть детально розглянуті в розділі «Радіоактивні нукліди в навколишньому середовищі».

1.1 Іонізаційні методи реєстрації радіоактивного випромінювання

В основі іонізаційних методів реєстрації лежить вимір електропровідності речовини (зокрема газу), викликаній його іонізацією при взаємодії з ядерним випромінюванням.

Відповідно до характеру процесу, що забезпечує реєстрацію випромінювання, розрізняють:

іонізаційні камери, пропорційні лічильники, лічильники Гейгера-Мюллера. Кожен із них зазвичай містить камеру, наповнену одноатомним інертним газом (Ar, (Ar+He), Ne) або сумішшю інертного газу з багатоатомним (H_2 , CH_4 та ін.). Тому перелічені прилади називають **газонаповненими детекторами.**

Усі газонаповнені детектори випромінювання являють собою замкнену посудину, всередині якої знаходяться два електроди

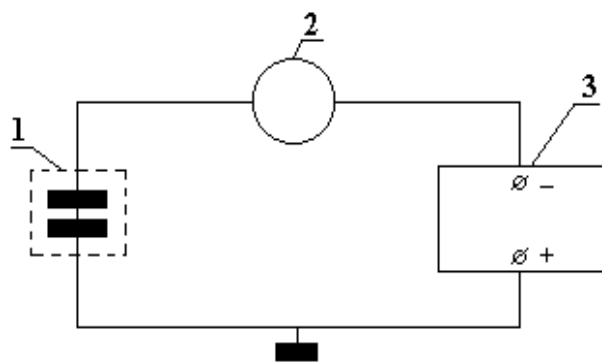


Рис. 1.1. Схема ввімкнення іонізаційного детектора випромінювання

- 1 – іонізаційний детектор;
- 2 – реєструвальний пристрій;
- 3 – джерело високої напруги.

(позитивний — анод — і негативний — катод). До електродів прикладається певна напруга. На рис. 1.1 зображена принципова схема ввімкнення детектора іонізаційного типу.

Розглянемо стисло особливості дії цих детекторів. У разі потрапляння іонізуючих частинок усередину детектора в ньому відбувається іонізація газу, при цьому електрони рухаються до анода, а позитивні іони — до катода, зумовлюючи тим самим появу електричного струму в ланцюзі детектора, який пропорційний до швидкості виникнення зарядів (**процес первинної іонізації**). На опорі R виникає стрибок потенціалу — імпульс, який відзначається реєструвальним пристроєм. Величина імпульсу залежить від виду і енергії випромінювання, типу детектора і від прикладеної напруги.

Механізм іонізації газу визначається типом випромінювання та його енергією. Енергія, що витрачається ядерною частинкою або γ -квантом на утворення в газі однієї пари іонів, практично не залежить від виду випромінювання та його енергії, напруги на детекторі й незначним чином залежить від природи газу, який наповнює детектор.

Залежність сили іонізаційного струму від прикладеної напруги представлена на рис. 1.2.

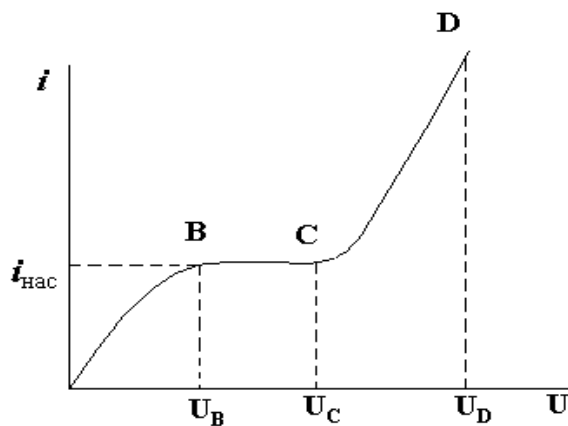


Рис. 1.2. Залежність сили струму в іонізаційному детекторі від прикладеної до електродів напруги

Ділянка **ОВ** графіка відповідає області напруг, у якій збільшення напруги призводить до **зростання швидкості переміщення іонів у міжелектродному просторі**. Унаслідок цього зменшується ймовірність їхніх рекомбінацій і струм у ланцюзі зростає. Із подальшим збільшенням напруги настає момент (напруга U_B), коли всі утворені безпосередньо під дією іонізуючих частинок іони,

виявляється, можуть досягти електродів і подальше збільшення напруги від U_B до U_C не приводить до збільшення сили струму в ланцюзі. Струм, що відповідає цій області напруг, називають **струмом насичення (ділянка ВС)**.

Якщо напругу на електродах і далі збільшувати, то сила струму знову починає зростати, причому значно швидше, ніж на ділянці ОВ. Це нове зростання (при напрузі, що не набагато перевищує U_C) викликано тільки процесом так званої ударної іонізації.

Процес ударної іонізації полягає в тому, що первинно утворені електрони набувають в електричному полі детектора енергії, достатньої для здійснення нових актів іонізації атомів і молекул ударом (це так званий процес вторинної іонізації). Тому кількість електронів і позитивних іонів лавиноподібно зростає.

При подальшому зростанні напруги зіткнення електронів з атомами і молекулами починають приводити не тільки до іонізації, а й до збудження атомів і молекул. Збуджені атоми і молекули, повертаючись до основного стану, випускають кванти світла, енергія яких достатня, щоб зумовити вихід електронів з анода і катода в результаті фотоефекту.

Електрони під дією електричного поля швидко повертаються на анод, а електрони, що залишили катод, переміщуються до анода й беруть участь у процесах зіткнення з молекулами й атомами газу, викликаючи утворення нових іонів. Унаслідок цього сила струму, що проходить через детектор, виявляється набагато вищою від струму насичення. Область **CD** називається областю **газового підсилення**.

При досягненні напруги U_D в детекторі збуджується самостійний розряд, і сила струму стрибкоподібно зростає.

Подавати на детектор напругу, рівну або більшу, ніж U_D , не можна, тому що детектор, у якому був збуджений самостійний розряд, швидко виходить з ладу.

Для реєстрації випромінювання використовують дві області напруг: 1 — область $U_B U_C$, що відповідає **струму насичення**, і 2 — область $U_C U_D$, у якій має місце **газове підсилення**.

Детектори, що працюють у першій області, називають **іонізаційними камерами**, у другій — **лічильниками**. Різниця назв відображає різний характер систем реєстрації, в яких ці детектори застосовуються.

1.1.1 Іонізаційні камери

Іонізаційна камера — газонаповнений детектор для дослідження і реєстрації ядерних частинок та іонізуючих випромінювань, принцип роботи якого ґрунтується на здатності швидких заряджених частинок викликати іонізацію газу.

Характерною особливістю іонізаційної камери, на відміну від інших газонаповнених детекторів, є порівняно мала напруга електричного поля в газовому просторі, таким чином, струм не залежить від напруги на електродах і дорівнює добутку заряду електрона на число пар іонів.

У ширшому розумінні до іонізаційних камер належать також і лічильники Гейгера. У цих приладах використовується явище так званого **газового підсилення** за рахунок **вторинної іонізації** — у сильному електричному полі електрони, що вивільнилися при прольоті іонізуючої частинки, розганяються до енергії, достатньої, щоб у свою чергу іонізувати молекули газу.

У вузькому розумінні іонізаційна камера — це газонаповнений іонізаційний детектор, що працює **поза режимом газового підсилення**. У подальшому викладі цей термін використовується саме в цьому значенні.

Найпростішою за конструкцією є іонізаційна камера з паралельними плоскими електродами (дисками). Діаметр диска в кілька разів перевищує відстань між ними. У циліндровій іонізаційній камері електродами є два коаксіальні циліндри, один з яких заземлений і служить корпусом іонізаційної камери. Сферична іонізаційна камера складається з двох концентричних сфер (інколи внутрішній електрод має форму стрижня).

Газ, яким заповнюється іонізаційна камера, зазвичай є інертним газом (або сумішшю цих газів) із додаванням сполук, що легко піддаються іонізації (зазвичай вуглеводні, наприклад, метан чи ацетилен). Відкриті іонізаційні камери (наприклад, іонізаційні детектори диму) заповнені повітрям.

Системи реєстрації можуть призначатися для реєстрації окремих ядерних частинок або γ -квантів (**диференціальні системи**) чи для реєстрації потоків ядерних випромінювань (**інтегральні системи**).

На практиці, з технічних причин, **іонізаційні камери** використовують тільки в **інтегральних системах** реєстрації (прилади дозиметричного контролю), а **лічильники** — у **диференціальних** (імпульсні детектори). Причини розмежування областей застосування двох типів іонізаційних детекторів полягають у такому.

У разі інтегральних систем величина реєстрованого струму повинна бути прямо пропорційна числу ядерних частинок або гамма-квантів, які потрапили в об'єм детектора. Така пропорційність існує тільки при реєстрації струмів насичення.

1.1.2 Газонаповнені імпульсні детектори (лічильники). Принцип дії

Стосовно імпульсних детекторів краще говорити про амплітуду імпульсу, а не про силу струму, що проходить через них. На рис.1.3 показано залежність амплітуди імпульсу ΔU від напруги U . Як видно з порівняння рис. 1.2 і рис. 1.3, зміни сили струму (i) й амплітуди імпульсу (ΔU) від напруги описуються аналогічними кривими.

На залежності амплітуди імпульсу від напруги можна виділити шість областей.

В області напруг 1 відбуваються два протилежні процеси: іонізація і збирання зарядів на електродах і рекомбінація іонів. При зростанні напруги U швидкість іонів збільшується, а рекомбінація зменшується, що приводить до зростання амплітуди імпульсу. Ця область відповідає ділянці ОВ на рис. 1.2.

В області 2 (U_1U_2) відсоток рекомбінацій мізерно мал, всі іони, утворені частинкою, збираються на електродах. Ця ділянка кривої називається областю **насичення** або областю **іонізаційної камери**, що відповідає області плато ВС на рис. 1.2.

Розглянемо зміну амплітуди імпульсу в області напруг U_2U_5 , яка відповідає ділянці CD на рис.1.2 (область газового підсилення). В області великих напруг 3 (ділянка U_2U_3) газове підсилення зумовлене лише процесом **ударної іонізації**, в результаті якої число іонів значно збільшується.

Амплітуда імпульсу при цьому пропорційна числу актів первинної іонізації. Ця область називається **пропорційною областю**. Лічильники, що працюють в області U_2U_3 , **називають пропорційними**.

На ділянці напруг U_3U_4 (область 4) амплітуда імпульсу продовжує збільшуватися. Хоча її величина, як і раніше, залежить від числа актів первинної іонізації, але пряма пропорційність порушується. Лічильників, які працюють у цій області, **не існує**.

Напругу U_4 називають **порогом Гейгера**. При зростанні напруги вище U_4 газове посилення зумовлене не тільки ударною іонізацією, а й процесами фотоефекту. Амплітуда імпульсу в цій області напруг припиняє залежати від числа первинно утворених іонів і від енергії частинок, які реєструються.

Область напруг U_4U_5 називають областю Гейгера, а лічильники, що працюють при таких напругах, — **лічильниками Гейгера-Мюллера**.

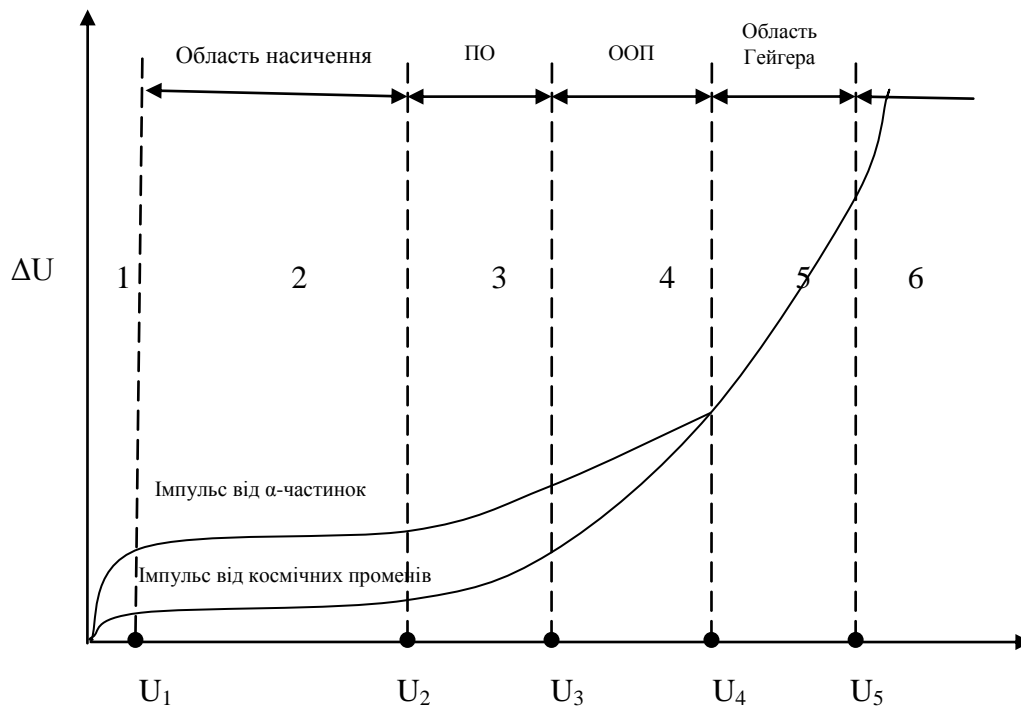


Рис. 1.3. Залежність амплітуди імпульсу ΔU від напруги U на детекторі при реєстрації частинок різної енергії

Вертикальні штрихові лінії поділяють амплітудну характеристику на кілька областей: 1 – іонізація і збирання зарядів на електродах та рекомбінація іонів; 2 – область роботи іонізаційної камери; 3 – область роботи пропорційного лічильника; 4 – область обмеженої пропорційності; 5 – область Гейгера-Мюллера; 6 – область безперервного розряду.

Незалежність амплітуди імпульсу від енергії іонізуючої частинки робить лічильники Гейгера-Мюллера найбільш зручними для реєстрації β -частинок, що мають безперервним спектром випромінювання. Лічильники Гейгера-Мюллера конструктивно схожі з пропорційними лічильниками.

1.1.3 Лічильники Гейгера-Мюллера

Розглянемо стисло механізм реєстрації ядерного випромінювання лічильниками Гейгера-Мюллера (рис. 1.3).

В області напруг $U_4 U_5$ величина вторинної іонізації стає набагато більшою за величину первинної іонізації, тобто число фотоелектронів, що беруть участь у газовому розряді, стає набагато більшим за число первинних електронів. Це означає, що один

первинний електрон породжує в лавині величезне число фотоелектронів.

Електрони рухаються до анода, а позитивно заряджені іони до катода.

Електрони рухаються швидше позитивних іонів, і в той момент, коли електрони розрядяться на аноді, позитивні частинки все ще знаходяться біля анода, екрануючи його. Напруга поля навколо анода різко падає. Внаслідок цього в лічильнику неможливий новий розряд, поки позитивні іони не підуть від нитки на певну відстань. Час досягнення позитивних іонів катода 10^{-4} с. Протягом цього часу лічильник нечутливий до ядерних частинок.

Мінімальний проміжок часу між двома послідовними імпульсами, які реєструються окремо, **називається дозвільним часом τ лічильника (мертвим часом).**

Проходження ядерної частинки через лічильник викликає появу імпульсу електричного струму. Цей імпульс у свою чергу створює миттєве падіння напруги на опорі. Схема ввімкнення лічильника зображена на рис. 1.4.

Загальний дозвільний час усієї реєструвальної установки визначається дозвільним часом того з блоків, для якого τ є максимальним.

Припустимо, що в лічильник тривалий час не надходить чергова заряджена частинка. Чи виникне знову лавина електронів у лічильнику? Позитивні іони за 10^{-4} с досягають катода, нейтралізуються і випускають фотоелектрони, і в об'ємі лічильника виникає знову лавина електронів, яка прагне до анода й на ньому розряджається. **Лічильна установка зареєструє помилковий імпульс, за ним піде інший. Таким чином, первинна іонізація породжує в об'ємі лічильника незгасаючий газовий розряд, і такий лічильник не придатний як детектор випромінювання.**

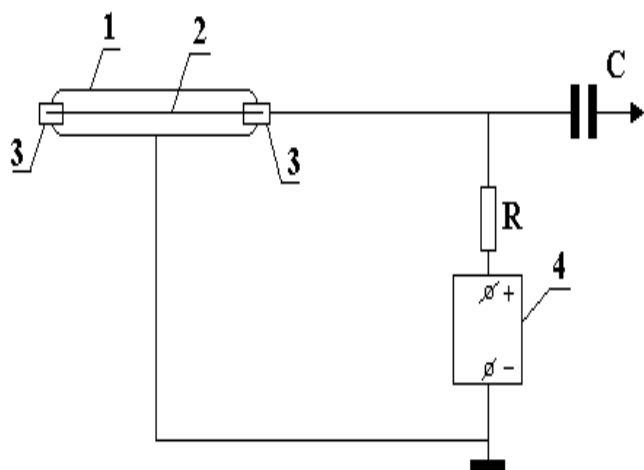


Рис. 1.4. Схема ввімкнення лічильника Гейгера-Мюллера

1 – корпус лічильника, що служить катодом; 2 – нитка лічильника, яка відіграє роль анода; 3 – ізолятор; 4 – джерело високої напруги; R – навантажувальний опір; C – конденсатор

Для нормальної роботи лічильника Гейгера-Мюллера необхідно перервати тривалий газовий розряд відразу ж після першого основного розряду. Тоді виникнення зарядженої частинки в газі буде відповідати один імпульс напруги. Це досягається двома способами — зовнішнім і внутрішнім гасінням.

Зовнішнє гасіння здійснюється за допомогою ввімкненого послідовно з лічильником високоомного опору R. Припинення газового розряду відбувається таким чином. У процесі розряду навколо нитки утворюється малорухомий шар позитивних іонів, який послаблює електричне поле, в результаті чого зменшується число фотонів і порушується умова підтримки самостійного розряду. За час $\sim 10^{-7}$ с розряд припиняється. Час руху іонів від анода до катода дорівнює приблизно 10^{-4} с. Зовнішній опір беруть таким, щоб стала часу $R C_{\text{еф}}$ ($C_{\text{еф}}$ — ефективна ємність) значно перевищувала час руху іонів від анода до катода. Оскільки частина напруги джерела живлення падає на опорі, розряд припиняється і лічильник готовий до прийому наступної частинки. Це **несамогасні** лічильники.

Внутрішнє гасіння стає можливим, якщо до основного газу, який наповнює лічильник (неон, аргон, гелій), додати пари деяких багатоатомних органічних речовин (етиловий спирт і т. ін.). Багатоатомні молекули забезпечують гасіння таким чином. Багатоатомні молекули перехоплюють фотони, легко іонізуючись, віддають валентні електрони, які нейтралізують позитивно заряджені іони газу-наповнювача. Іони багатоатомних молекул спочатку перетворюються на катоді в порушені молекули, а потім дисоціюють так само, як і багатоатомні молекули, що поглинули фотони. Можливість фотоефекту при цьому різко обмежується, в результаті

цього відбувається процес гасіння заряду. Такі лічильники називаються **самогасними**.

Дисоціація багатоатомних органічних молекул — незворотний процес, тому кількість домішки в лічильнику зменшується і лічильник поступово стає непридатним. Хорошими заміниками органічних молекул у самогасних лічильниках служать галогени Cl_2 , Br_2 , I_2 . Такі лічильники називають **галогенними**. Процес дисоціації галогенів — зворотний. Атоми галогенів при зіткненні рекомбінують у молекулу, внаслідок цього кількість молекул галогенів залишається в лічильнику незмінною, і лічильник працює дуже довго. Дозвільний час самогасних лічильників значно менший, ніж несамогасних.

Основним критерієм якості роботи лічильника служить його **лічильна характеристика**, що становить графічну залежність швидкості рахунку від прикладеної до лічильника напруги при постійному джерелі випромінювання. Типова лічильна характеристика газового лічильника наведена на рис. 1.5.

Із рис. 1.5 видно, що до деякої різниці потенціалів лічильник не рахує частинки, що потрапляють у нього. Це пояснюється тим, що даної різниці потенціалів (напруги) недостатньо, щоб викликати появу лавини електронів у лічильнику при потраплянні в нього заряджених частинок або γ -квантів.

При подальшому підвищенні напруги швидкість рахунку різко збільшується і, починаючи з деякого потенціалу, мало залежить від напруги. Область, яка відповідає напругам U_n – U_k , — **плато лічильної характеристики**. У деяких типах газових лічильників плато починається практично відразу ж після напруги початку рахунку U_A . Швидкість рахунку в області плато, що визначається, може дещо збільшуватися зі зростанням напруги на лічильнику, що пояснюється виникненням помилкових імпульсів. Вони виникають за рахунок того, що в самогасних лічильниках невелика частка фотонів та іонів інертного газу досягає катода. Вони зумовлюють деяку ймовірність виникнення помилкових імпульсів після розряду.

Тому лічильна характеристика в області плато має невеликий нахил. Кількісно нахил плато лічильної характеристики оцінюють за формулою

$$\varphi(\%) = \frac{\Delta I}{\Delta U \cdot I} \cdot 100, \quad (1.1)$$

де ΔI — різниця швидкостей рахунку в початковій і кінцевій точці плато ($I_2 - I_1$); I — швидкість рахунку в середній точці плато; ΔU — довжина плато ($U_2 - U_1$).

Лічильна характеристика тим є кращою, чим більше плато за протяжністю і чим менший його нахил. Область плато на рахункових характеристиках галогенних лічильників лежить в інтервалі напруг 350 – 500 В, а для лічильників з органічними добавками цей діапазон становить 1200 – 1800 В.

У гарних лічильників з органічними добавками нахил плато практично відсутній, а протяжність плато досягає 400 – 500 В. Протяжність плато галогенних лічильників значно менша (не

перевищує 100 В), ніж лічильників з органічними добавками, а нахил плато до 0.5%.

Забезпечити стабільну роботу лічильників при більш низьких напругах технічно простіше, тому галогенні лічильники отримали велике розповсюдження.

Робочу напругу U_p , при якій ведуть вимір на лічильнику, рекомендується вибирати в середині плато і постійно контролювати положення робочої напруги на плато лічильної характеристики. За своїм зовнішнім виглядом

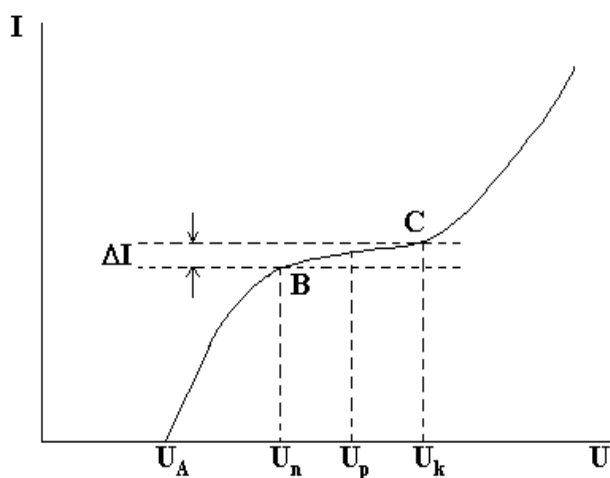


Рис. 1.5. Лічильна характеристика лічильника

I — швидкість рахунку імпульсів (імп/с);
 U — напруга на лічильнику;
 U_A — напруга початку рахунку;
 U_p — робоча напруга;
 BC — область плато

крива, наведена на рис. 1.5, нагадує графік залежності амплітуди імпульсу від напруги (див. рис. 1.3). Ця схожість іноді призводить до плутанини.

Слід мати на увазі, що подібність між цими кривими чисто формальна. Якщо на рис. 1.3 мова йде про зміну амплітуди імпульсу, викликану проходженням через детектор однієї ядерної частинки, то на рис. 1.5 — про число реєстрованих в одиницю часу імпульсів, причому відповідні їм амплітуди можуть бути як рівні, так і різні.

Відзначимо ще два важливі параметри, що характеризують роботу газорозрядних лічильників. Це — **роздільна здатність і ефективність**.

Під **роздільною здатністю** (n_p) лічильника розуміють найбільшу кількість імпульсів, що може виникнути в ньому за 1 с. Роздільна здатність є величина, обернено пропорційна мертвому часу лічильника. Лічильник не може реєструвати частинки, які потрапляють у нього протягом того часу, коли проводиться його гасіння, зазвичай воно буває порядку 10^{-4} с і наводиться в паспорті.

Між роздільною здатністю лічильника n_p і його дозвільним (мертвим) часом τ існує проста залежність:

$$n_p = \frac{1}{\tau}. \quad (1.2)$$

Знаючи величину τ , можна обчислити дійсне число частинок N , що потрапили в лічильник за час Δt . Нехай лічильник показав N' імпульсів за 1 с, а загальний мертвий час за деякий проміжок часу роботи лічильника буде $\Delta t = N' \cdot \tau$, оскільки число відрізків часу τ дорівнює числу вимірюваних імпульсів N' . Таким чином, лічильник за час Δt не зміг зареєструвати $N \cdot \Delta t = N \cdot N' \cdot \tau$ частинок. У результаті отримуємо:

$$N = N' + N \cdot \Delta t \\ \text{або } N = N' + N \cdot N' \cdot \tau.$$

Звідси

$$N = \frac{N'}{1 - N' \cdot \tau}. \quad (1.3)$$

За формулою (1.3) і визначають зазвичай справжнє число частинок, що потрапили в лічильник.

Лічильники Гейгера-Мюллера мають різну ефективність до β - і γ -випромінювання.

Ефективністю лічильника до даного виду випромінювання є ймовірність того, що частинка або квант, що проникли в робочий об'єм лічильника, будуть зареєстровані.

Ефективність лічильника ε дорівнює відношенню числа зареєстрованих частинок (імпульсів) $N_{\text{зареєстр.}}$ до повного числа частинок або квантів $N_{\text{повн.}}$, що потрапили в чутливий об'єм лічильника за час реєстрації:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{зарєєстр.}}}{N_{\text{повн.}}} \quad (1.4)$$

Ефективність часто виражається у відсотках.

Ефективність лічильника Гейгера-Мюллера до β -частинок близька до 100%, тому що кожна β -частинка, що потрапила в робочий об'єм лічильника, практично завжди викликає акти іонізації газу, а в області Гейгера для виникнення іонної лавини достатньо появи в лічильнику хоча б однієї пари іонів.

На відміну від β -частинок γ -кванти мають дуже низьку іонізуючу здатність, і тому **ефективність лічильника Гейгера-Мюллера до γ -кванта становить від кількох десятих відсотка до 1-2 %.** При реєстрації γ -квантів іони всередині лічильника з'являються головним чином за рахунок взаємодії γ -квантів не з газом, а з матеріалом катода. Ефективність лічильника Гейгера-Мюллера до γ -кванта залежить від енергії квантів, матеріалу й товщини катода лічильника. Чим вищий порядковий номер атомів, що складають катод, і чим більша товщина катода, тим вища ймовірність взаємодії і, відповідно, ефективність лічильника.

Відмінності в механізмах утворення іонів під дією заряджених частинок і γ -квантів знаходять відображення в особливостях конструктивного оформлення лічильників, призначених для реєстрації випромінювання відповідного типу й енергії (рис. 1.6).

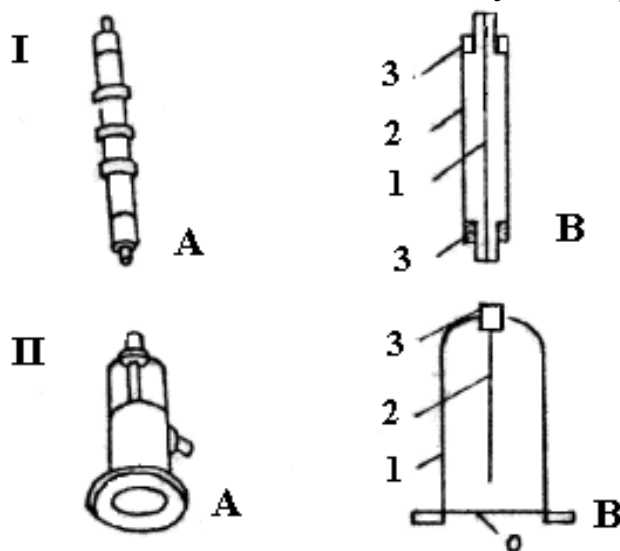


Рис. 1.6. Лічильники Гейгера-Мюллера

I - циліндричний β - або γ -лічильник; А - загальний вигляд; В - схема пристрою; 1 - анод; 2 - катод; 3 - ізолятор;
 II - торцевий лічильник; А - загальний вигляд; В - схема пристрою;
 О - вікно; 1 - катод; 2 - анод; 3 - ізолятор.

Для реєстрації м'якого β -випромінювання використовують **торцеві** лічильники з тонким слюдяним вікном.

Для реєстрації жорсткого β - і γ -випромінювання, що мають високу проникну здатність, використовують **циліндричні** металеві лічильники.

Існують лічильники для реєстрації тільки γ -випромінювання. Вони відрізняються від циліндричних лічильників для жорсткого β -випромінювання тим, що їхній корпус виготовляють зі скла, на внутрішній поверхні якого знаходиться сітка з нікелю або тонкий шар міді або вольфраму. Працюючи з лічильником, необхідно вводити поправки на фон.

Фон лічильника — це показання приладу за відсутності радіоактивного препарату. Він зумовлений низкою чинників: космічним випромінюванням, помилковими імпульсами, радіоактивними забрудненнями робочих поверхонь будиночка. Від величини фону залежить чутливість. Тому намагаються знизити фон лічильника до можливо більш низьких значень. Розміщують їх у свинцеві будиночки (рис. 1.10). Такий будиночок повністю захищає лічильник від дії зовнішніх α - і β -випромінювачів і значно послаблює γ -випромінювання.

У паспорті кожного лічильника вказується максимальна величина його фону. Зростаючий фон свідчить про те, що лічильник виходить із ладу або сильно забруднені поверхні всередині будиночка. Визначення фону здійснюють за тих же умов, що й вимірювання радіоактивності препарату. Тому, вимірюючи фон, слід помістити в будиночок порожній утримувач для зразків. Величина фону віднімається від сумарної швидкості рахунку препарату.

Простота і надійність конструкції сприяли широкому розповсюдженню лічильників Гейгера-Мюллера в 30-50-х роках ХХ століття. На сьогодні вони застосовуються головним чином у дозиметрії, а в радіохімічних дослідженнях поступово витісняються сцинтиляційними і напівпровідниковими детекторами. Пов'язано це з тим, що лічильники Гейгера-Мюллера реєструють факт проходження частинки через лічильник, тоді як інші детектори дають можливість виміряти енергію частинок або квантів.

1.2 Авторадіографічні методи реєстрації ядерного випромінювання

Випромінювання, що випускається радіоактивними ядрами, здатне збуджувати в фотографічній емульсії фотохімічні реакції, які приводять до виникнення так званого прихованого фотографічного зображення. Механізм його утворення в основних частинах такий же, як і при дії на фотоемульсію квантів видимого світла. До формування прихованого зображення приводить взаємодія світлочутливих компонентів фотоемульсії з електронами, які отримали деяку надлишкову енергію при процесах, що супроводжують поглинання випромінювання речовиною. Світлочутливими компонентами у фотоемульсіях є маленькі кристалики (зерна) броміду та йодиду срібла. Діаметр зерен зазвичай становить від кількох десятих часток мікрона до десяти мікрон.

У результаті взаємодії з електронами зерна галогенідів срібла отримують деяку надлишкову енергію. При подальшій хімічній обробці фотоматеріалу в процесі його прояву в цих зернах виникає скупчення атомів металевого срібла, що має темне забарвлення. У результаті приховане фотографічне зображення переходить у видиме.

Фотографічна дія випромінювання може бути покладена в основу методу реєстрації α -, β -частинок і γ -квантів. Якщо на фотоемульсію впливає випромінювання радіоактивних атомів, що містяться в самому досліджуваному зразку, то метод реєстрації випромінювання називають **авторадіографічним**. Фотографічні зображення, що одержуються цим методом, отримали назву **авторадіограм**.

Характер слідів (треків), які залишаються на авторадіограмі після проходження окремих часток або γ -квантів через емульсію, залежить від типу випромінювання і меншою мірою від його енергії. α -Частинки, що мають високу іонізуючу дію, викликають появу на авторадіограмі темних рисок довжиною близько 5-50 мікрон (мк). Довжина кожного треку α -частинки пропорційна тій енергії, яку вона залишила у фотоемульсії. β -Частинки при взаємодії з електронними оболонками атомів багаторазово змінюють напрямок свого руху, і до того ж їхня іонізуюча дія відносно невелика. Унаслідок цих причин сліди β -частинок на авторадіограмі являють собою ланцюжки з окремих проявлених зерен, які розташовані вздовж ліній складних конфігурацій. Поява зображення при реєстрації γ -квантів

авторадіографічним методом пов'язана з різними ефектами взаємодії γ -квантів із речовиною фотоемульсії (фотоефект, комптонівське розсіювання та утворення пар електрон-позитрон), а оскільки ймовірність проходження таких взаємодій на одиницю шляху γ -кванта мала, то й ефективність реєстрації γ -квантів авторадіографічним методом значно нижче, ніж ефективність реєстрації α - і β -частинок.

Автографічний метод реєстрації випромінювання можна здійснювати у двох варіантах.

У першому з них, який називається мікроавторадіографічним, вивчають результат впливу на фотоемульсію окремих ядерних частинок; у другому, макроавторадіографічному, — результат сумарної дії на фотоемульсію великого числа α -, β -частинок або γ -квантів. Метод мікроавторадіографії застосовують, як правило, коли мають справу з α -радіоактивними ізотопами, метод макроавторадіографії — при вивченні об'єктів, що містять будь-які випромінювачі.

За допомогою мікроавторадіографічного методу можна, вимірюючи число треків, визначати концентрацію ізотопу з відомим періодом напіврозпаду або знаходити період напіврозпаду невідомого ізотопу. Звичайно, що в обох випадках необхідно бути впевненим, що кожен акт радіоактивного розпаду фіксується на авторадіограмі.

Пропорційна залежність між довжиною треку α -частинки та її енергією може бути використана як для цілей ідентифікації ізотопу за енергією його α -частинок, так і для оцінювання ступеня забруднення зразка іншими α -випромінювачами.

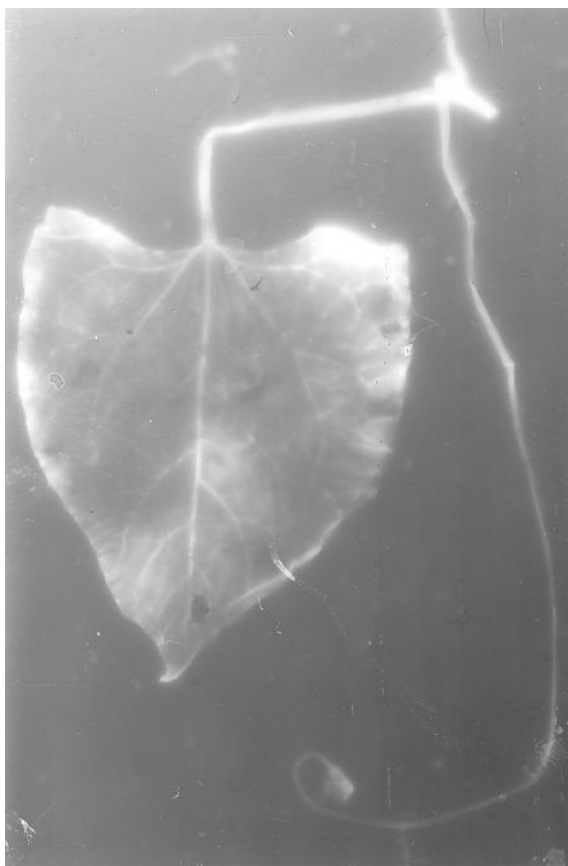


Рис. 1.7. Авторадіограма розподілу фосфору в листках рослини

Для вимірювання довжини треків використовують мікроскопи (наприклад, біологічний мікроскоп МБІ-2), які дають можливість проводити вимірювання по трьом координатним осям. У мікроавторадіографії застосовують спеціальні ядерні фотопластинки, що мають товстий шар фотоемульсії (до 600 мк) і малі розміри зерен галогенідів срібла (0.1 - 0.4). Такі емульсії дають можливість розрізняти за довжиною треків частинки з енергіями, що відрізняються всього на 0.2 MeV.

У макроавторадіографічному методі мірою дії іонізуючого випромінювання є ступінь почорніння фотоматеріалу, який залежить від потужності джерела випромінювання, тривалості контакту радіоактивного зразка з фотоматеріалом, характеру вихідних фотоматеріалів та їх обробки. Зразок макроавторадіограми представлений на рис. 1.7.

За допомогою макроавторадіограм можна зробити висновок про характер розподілу радіоактивного ізотопу в мінералі, сплаві або

іншому твердому матеріалі, а також про концентрацію радіоактивного ізотопу в досліджуваному об'єкті. Для вивчення сумарної дії ядерних випромінювань методом макроавторадіографії цілком придатні медичні рентгенівські плівки і навіть фотоплівки, що застосовують фотолюбители. Для того, щоб почорніння фотоматеріалу було помітно неозброєним оком, необхідно, щоб на 1 см^2 поверхні емульсії потрапило $10^5 - 10^9$ частинок. Візуальне дослідження авторадіографії дає змогу зробити тільки якісні висновки; для кількісних вимірювань необхідно використовувати фотометричні прилади, наприклад, мікрофотометр УФ-4.

У всіх випадках на авторадіограмах, крім випромінювання досліджуваного об'єкта, фіксується і деякий природний фон випромінювань. Крім того, в будь-якому фотоматеріалі спонтанно йде повільний процес відновлення срібла з його галогенідів, що викликає появу вуалі на фотоматеріалі після його прояву. Щільність почорніння за рахунок вуалі зростає з плином часу, тому тривалість контакту досліджуваного зразка з фотоматеріалом не можна необмежено збільшувати.

Щільність вуалі тим менша, чим нижча температура, при якій знімалися авторадіограми, внаслідок чого тривалі експозиції рекомендується проводити при зниженій температурі (близько 4°C і нижче).

Авторадіографічний метод реєстрації випромінювань має ряд переваг порівняно з іонізаційними і сцинтиляційними методами. До них належать порівняльна простота вимірювань, наочність результатів, можливість дослідження низькоактивних зразків і отримання на одному знімку інформації про розподіл радіоактивних атомів на великій площі досліджуваного об'єкта.

Недоліками методу є порівняно великі витрати часу на проведення окремого вимірювання та низька ефективність фотоемульсій до β -частинок і, особливо, γ -квантів.

Авторадіографічний метод знаходить застосування в самих різних сферах досліджень. Фотографічний метод реєстрації випромінювань, схожий з макроавторадіографічним методом, широко використовується для дозиметрії випромінювання. Зокрема, широкого розповсюдження набули індивідуальні фотодозиметри.

Лабораторна робота 1

Вимірювання радіоактивності за допомогою лічильника Гейгера-Мюллера

Зміст роботи. Зняти лічильну характеристику лічильника Гейгера-Мюллера, встановити залежність швидкості рахунку від прикладеної напруги на лічильнику, визначити нахил і довжину плато, встановити робочу напругу і виміряти фон.

Обладнання та матеріали: установка з лічильником Гейгера-Мюллера, радіоактивний стандартний препарат (рис. 1.8).

Порядок виконання роботи

А. Підготовка радіометричної установки до роботи.

Підготовка до роботи будь-якої установки з лічильником ядерних випромінювань зводиться до виконання ряду операцій, які лише незначним чином відрізняються залежно від типу радіометричної установки і детектора.

Для реєстрації радіоактивності необхідно виконати такі операції:

1. Установити показання блока високовольтного живлення на мінімальне значення (у крайнє ліве положення).

2. Увімкнути всі прилади комплексу в мережу живлення 220 В, натиснути і зафіксувати кнопки «Мережа» всіх приладів і дати їм прогрітись протягом 30 хвилин.

3. Ознайомитися з наведеною нижче інструкцією з експлуатації перерахункового пристрою ІЕС-С1.

Після ввімкнення живлення починається ініціалізація приладу, в процесі якої на світлодіодний дисплей може бути виведена послідовність повідомлень, які інформують оператора про поточні настройки приладу. Кількість цих повідомлень і тривалість їх індикації визначаються індивідуальними настройками приладу.



Рис. 1.8. Радіометрична установка

- 1 – блок високовольтного живлення;
- 2 – перерахунковий прилад ІЕС-С1;
- 3 – свинцевий будиночок.



Рис. 1.9. Панель управління лічильника імпульсів ІЕС-С1

Після цього прилад переходить у стан готовності до роботи (початковий стан). При цьому кнопка-індикатор «Пуск» підсвічується зеленим кольором, підтверджуючи готовність до ввімкнення обраної лічильної програми (рис. 1.9).

У початковому стані приладу на дисплеї в режимі половинної яскравості виводиться значення основного параметра обраної програми рахунку, наприклад, у режимах «Рахунок за таймером» і «Періодичний автозапуск» на дисплеї відображається встановлений час роботи таймера (час рахунку).

Зміна встановленого за замовчуванням режиму роботи можлива в початковому стані приладу. Для перемикавання режиму слід натиснути кнопку «Режим рахунку». Після кожного натискання прилад буде перемикатися на наступний режим, про що свідчить зміна стану індикаторів на панелі управління.

У режимі **«Рахунок за таймером»** реалізується підрахунок імпульсів, що надходять на лічильний вхід, протягом заданого часу.

Під час виконання програми на дисплей виводиться поточне значення лічильника імпульсів, кнопка-індикатор «Пуск» вимкнена, кнопка-індикатор «Стоп» підсвічена червоним кольором.

Після завершення або зупинки програми рахунку кнопка-індикатор «Стоп» не підсвічена, кнопка-індикатор «Пуск» мигає зеленим кольором, а на дисплеї відображається кінцевий стан лічильника.

Для переходу в початковий стан необхідно короткочасно натиснути кнопку-індикатор «Стоп».

Режим роботи **«Періодичний автозапуск»** відрізняється від попереднього тим, що після завершення програми рахунку і виведення на дисплей її результатів автоматично через деякий час

відбувається запуск нової програми підрахунку імпульсів. Для початку нескінченного циклу Рахунок — Індикація необхідно після установки режиму одноразово натиснути кнопку-індикатор «Пуск».

Для переходу в початковий стан необхідно короткочасно натиснути кнопку-індикатор «Стоп».

Для зміни часу рахунку необхідно встановити режим роботи «Рахунок за таймером» або «Періодичний автозапуск» і натиснути кнопку «Параметри». При цьому поточне значення часу рахунку буде показано на дисплеї в режимі повної яскравості. У полі кнопки «Параметри» (зліва від кнопки) увімкнеться верхній світлодіодний індикатор навпроти напису «Час рахунку», інформуючи оператора про те, що прилад перейшов до редагування саме цього параметра. Підтвердженням переходу до редагування є також зміна колірної індикації на панелі управління: кнопка-індикатор «Пуск» у цьому режимі підсвічуватися НЕ БУДЕ (запуск програми рахунку стає недоступним), а кнопка-індикатор «Стоп» починає мигати червоним кольором. (Натискання на мигаючу кнопку «Стоп» призведе до передчасного виходу з редагування без зміни поточного значення).

Після виклику на редагування поточне значення часу рахунку з'явиться на екрані світлодіодного дисплея у форматі: ГГ.ХХ.СС, де ГГ — кількість цілих годин, ХХ — кількість цілих хвилин, СС — кількість цілих секунд, які в сумі становлять повний час рахунку імпульсів.

Змінити його значення можна за допомогою кнопок «▲» «▼».

Нове значення часу рахунку буде вибрано з таблиці (табл. 1.1) фіксованих значень, яка зберігається в пам'яті приладу:

Таблиця 1.1

Фіксовані значення часу рахунку

00.00.01	00.00.02	00.00.05	00.00.10	00.00.20	00.00.30	00.00.40
00.01.00	00.01.40	00.05.00	00.10.00	00.20.00	00.30.00	00.40.00
01.00.00	01.30.00	02.00.00	03.00.00	05.00.00	10.00.00	16.00.00
24.00.00	36.00.00	48.00.00	72.00.00	96.00.00	99.59.59	

При натисканні на кнопку «▲» із цієї таблиці буде вибрано найближче значення, яке більше від поточного, а при натисканні кнопки «▼» — найближче менше значення. Подальша зміна параметра буде зупинена, якщо буде досягнута верхня або нижня межа таблиці.

Для збереження зміненого параметра необхідно натиснути кнопку «Параметри». Відредаговане значення буде прийнято як поточне значення параметра і зберігатиметься в оперативній пам'яті мікроконтролера до вимкнення живлення. Про прийняття нового значення свідчить поява SAVE на екрані світлодіодного дисплея. Після цього прилад переходить у початковий стан — стан готовності до початку рахунку, кнопка-індикатор «Стоп» перестає мигати, а кнопка-індикатор «Пуск» починає світитися зеленим кольором, підтверджуючи готовність до ввімкнення запрограмованого режиму.

Б. Зняття лічильної характеристики лічильника Гейгера-Мюллера

В утримувач для зразків помістити радіоактивний препарат зі швидкістю рахунку 100 – 1000 імп/с. Визначити швидкість рахунку при різних напругах на лічильнику.

Записати показання вольтметра і провести вимірювання протягом 30 с. Кожний вимір повторити 3 рази і записати в таблиці 1.2.

Напругу на лічильнику слід збільшувати з початку рахунку на 5 В. Так чинити до тих пір, поки слідом за лінійною ділянкою не почнеться більш крутий підйом лічильної характеристики, тобто швидкість рахунку зростає принаймні на 20-30 % при збільшенні напруги на 50 В.

Щоб уникнути псування лічильника, подальші вимірювання слід припинити і відразу зменшити напругу.

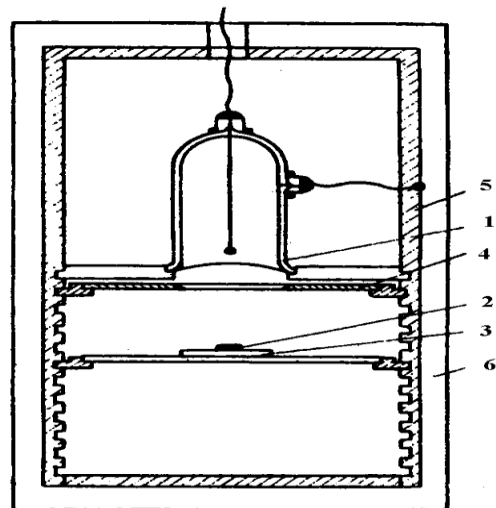


Рис. 1.10. Свинцевий будиночок з торцевим лічильником Гейгера-Мюллера

1 – лічильник; 2 – зразок;
3 – утримувач для зразків;
4 – діафрагма;
5 – пластмасова етажерка;
6 – свинцевий будиночок.

Побудувати графік, відкладаючи по осі абсцис значення напруги, а по осі ординат — відповідні швидкості рахунку. При оцінюванні лічильної характеристики лічильника має значення протяжність і нахил плато. Відповідно до технічних умов, найменша допустима довжина плато деяких типів може становити 70-80 В. Робоча напруга вибирається в середині плато. Нахил плато — термін умовний. Величина цього нахилу зазвичай виражається у відсотках змінення числа імпульсів, що припадають на 100 В довжини плато. Лічильник вважається гарним, якщо нахил плато не перевищує 3-5 %.

Нахил плато розрахувати за співвідношенням:

$$\varphi(\%) = \frac{\Delta I}{\Delta U \cdot I} \cdot 100, \quad (1.5)$$

де ΔI — різниця швидкостей рахунку в початковій і кінцевій точці плато ($I_2 - I_1$); I — швидкість рахунку в середній точці плато; ΔU — довжина плато ($U_2 - U_1$).

Робоча напруга, протяжність і нахил плато залежать від природи газу, який наповнює лічильник. Причинами нахилу плато є наявність вторинних електронів, що створюють помилкові імпульси, і зміна чутливості обсягу лічильника зі зростанням напруги.

Порівняти отримані величини з відповідними параметрами, що наводяться в паспорті детектора. Якщо протяжність і нахил плато відповідають технічним умовам, вибрати робочу напругу U_p в середині плато і встановити цю напругу на приладі. Усі подальші вимірювання проводити на детекторі при напрузі, рівній U_p .

В. Вимірювання фону

Перевірити фон установки у відсутності радіоактивного препарату, проводячи 5 вимірів фону тривалістю 100 с. Знайти середнє значення фону I_ϕ і порівняти його з величиною, зазначеною в паспорті детектора. Якщо фон вищий за рівень, що визначається технічними умовами, слід упевнитися, чи не пов'язано це із забрудненням підкладки й захисного будиночка радіоактивними речовинами. Зазвичай буває достатньо протерти внутрішні деталі будиночка вологою ватою або фільтрувальним папером. Якщо після такої обробки фон істотно перевищує допустиме граничне значення, рекомендується замінити лічильник. Після закінчення вимірювань вимкнути всі тумблери «Мережа». Препарат здати лаборанту.

Таблиця 1.2

Визначення лічильної характеристики лічильника Гейгера-Мюллера.

Час вимірювання t — 30 с

№ вимірю- вання	Напруга, що подається на лічильник, В	Число зареєстрованих імпульсів N			Середнє арифметичне n вимірювань \bar{N}	Середня швидкість рахунку, $\bar{I} = \frac{\bar{N}}{t}$

2 Математична обробка результатів радіометричних вимірювань

При вимірюванні радіоактивності, так само як і при вимірюванні будь-яких фізичних величин, доводиться враховувати те, що результати вимірювань обтяжені похибками того чи іншого походження.

Усі похибки залежно від причин, що викликають їх появу, можна поділити на три групи.

До **першої** групи належать помилки, причини появи яких відомі та можна контролювати. Такі помилки називаються **систематичними**. Прикладом систематичної помилки можуть служити помилки, викликані зсувом шкали приладу, зміною температури, відставанням секундоміра, втратою осаду при зважуванні і т. ін. До числа систематичних помилок належать так звані помилки приладу. Ця група систематичних помилок визначається похибкою приладу і залежить від його класу точності.

Характерною особливістю систематичних похибок є те, що при будь-якому вимірюванні вони або тільки збільшують, або тільки зменшують результат вимірювань, змінюючи його завжди в одному напрямку. Систематичні похибки не описуються методами математичної статистики.

Систематичні помилки завжди можна врахувати і внести у вимірювану величину відповідну поправку.

До **другої** групи помилок належать так звані **випадкові похибки**. Вони виникають унаслідок неточності отсчетов, які мимоволі може допустити експериментатор. Вони зумовлені недосконалістю наших органів сприймання і цілою низкою інших причин, дію яких урахувати практично неможливо. Випадкові помилки призводять до завищення або заниження вимірюваної величини.

На відміну від систематичних, випадкові похибки описуються законами математичної статистики. Теорія помилок, побудована на теорії ймовірності, дозволяє визначити ступінь впливу величини **випадкових похибок на остаточний результат вимірювань**.

Слід зазначити, що відмінність між систематичними та випадковими похибками відносна. Наприклад, якщо розглядати ряд вимірювань, виконаних при різних температурах, а зміну температури не враховувати, то в цьому разі температурна помилка буде випадковою. При вимірюванні якої-небудь величини при різних

температурах температурну похибку можна розглядати як систематичну.

Третій тип похибок, з якими доводиться мати справу, — грубі похибки, або промахи. Грубі похибки — це очевидні помилкові вимірювання або спостереження, що виникли в результаті недбалості відліку приладу, неправильного його ввімкнення або нерозбірливості запису показань. При обчисленні кінцевого результату такі дані слід відкидати й проводити додаткові (контрольні) вимірювання.

2.1 Середнє арифметичне значення вимірюваної величини

З теорії ймовірності випливає, що при великій кількості вимірів випадкові похибки, що мають однакову величину, але різні знаки, однаково ймовірні. Звідси випливає наступне дуже важливе твердження: при великій кількості вимірювань істинне значення вимірюваної величини буде як завгодно мало відрізнятися від найбільш вірогідного значення вимірюваної величини (його можна визначити як середнє арифметичне значення).

Тому істинним значенням вимірюваної величини приймають середнє арифметичне \bar{X} .

Нехай істинне невідоме значення вимірюваної величини буде X_0 , виміряні значення X_1, X_2, \dots, X_n , n — число вимірювань.

Середнє арифметичне окремих вимірювань — \bar{X} визначається співвідношенням:

$$\bar{X} = \frac{X_1 + X_2 + X_3 + \dots + X_n}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n X_i}{n}, \quad (2.1)$$

де X_i — результат i -го вимірювання.

Різниці одного із значень X_1, X_2, \dots, X_n і середнім значенням \bar{X} вимірюваної величини називають **абсолютними похибками** (ΔX_n):

$$X_1 - \bar{X} = \Delta X_1$$

$$X_2 - \bar{X} = \Delta X_2$$

.....

$$X_n - \bar{X} = \Delta X_n \quad (2.2)$$

Абсолютні похибки можуть бути як позитивними, так і негативними.

Для визначення **середньої абсолютної похибки** результату вимірювань ($\Delta\bar{X}$) беруть середнє арифметичне абсолютних значень (за модулем) — окремих абсолютних похибок:

$$\Delta\bar{X} = \frac{|\Delta X_1| + |\Delta X_2| + \dots + |\Delta X_n|}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n |\Delta X_n|}{n}. \quad (2.3)$$

Істинне значення вимірюваної величини можна записати:

$$X_0 = \bar{X} \pm \Delta\bar{X}$$

Похибка вимірювання, що виражається відношенням абсолютної похибки вимірювання до дійсного (середнього арифметичного) значення вимірюваної величини, **називається відносна похибка окремих вимірювань**:

$$\delta = \frac{\Delta X_1}{\bar{X}}, \frac{\Delta X_2}{\bar{X}}, \dots, \frac{\Delta X_n}{\bar{X}}. \quad (2.4)$$

Відношення середньої абсолютної похибки результату вимірювання $\Delta\bar{X}$ до його середнього значення \bar{X} дає **середню відносну похибку результату вимірювань**:

$$\delta_{cp.} = \frac{\Delta\bar{X}}{\bar{X}}. \quad (2.5)$$

Відносні похибки прийнято виражати у відсотках:

$$\delta_{cp.} = \frac{\Delta\bar{X}}{\bar{X}} \cdot 100\%. \quad (2.6)$$

2.2 Середня квадратична похибка середнього арифметичного

Нескінченна гіпотетична сукупність результатів вимірювань називається **генеральною сукупністю**. Будь-яку сукупність результатів вимірювань, виконаних за даних умов досліду, прийнято розглядати як випадкову з генеральної сукупності, тобто як **вибіркову сукупність**. На практиці досліди, результати яких

складають вибіркoву сукупність, зазвичай називають **паралельними**. Вибіркова сукупність характеризується значеннями вибіркoвих параметрів, які є функціями величин, що складають вибіркoву сукупність.

Щоб чітко розмежувати генеральні та вибіркoві параметри, для позначення генеральних параметрів використовують грецькі літери, а вибіркoвих — латинські.

Із рівняння (2.1) видно, що при великому числі вимірювань середнє арифметичнє \bar{X} результатів вимірювань збігається з істинним значенням X_0 вимірюваної величини:

$$(X_1 + X_2 + \dots + X_n)/n = \bar{X} = X_0. \quad (2.7)$$

При обмеженому числі вимірювань середнє арифметичнє відрізняється від істинного значення на деяку величину ΔX і рівність (2.7) буде наближеною $X_0 \approx \bar{X}$.

Випадкові помилки з теорії ймовірностей є не що інше, як випадкові події. Гаусс, розглядаючи випадкові події, встановив нормальний закон розподілу випадкової величини, який можна застосувати і для результатів вимірювань за наявності випадкових помилок ΔX_i :

$$f(\Delta X) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\Delta X)^2}{2\sigma^2}}, \quad (2.8)$$

де $f(\Delta X)$ — імовірність відхилення випадкової величини X від її найбільш вірогідного значення X_0 . Графік функції $f(\Delta X)$ для різних значень σ представлений на рис. 2.1.

Величину σ^2 у формулі (2.8) називають **дисперсією**, а позитивне значення квадратного кореня з дисперсії σ — **середнім квадратичним відхиленням**. Параметр σ^2 являє собою генеральну дисперсію і служить мірою розсіювання випадкової величини. Як видно з рисунка 2.1, форми кривих визначаються саме дисперсією σ^2 . Таким чином, за виглядом кривих можна оцінити ймовірність появи випадкової помилки. Із зростанням σ ймовірність випадкової помилки зменшується, тобто найбільш імовірні помилки будуть близькі до нуля. Це означає, що великі помилки менш імовірні.

Дисперсія характеризує швидкість зменшення ймовірності появи помилки ΔX_i . Тому вона є мірою оцінювання точності вимірювань.

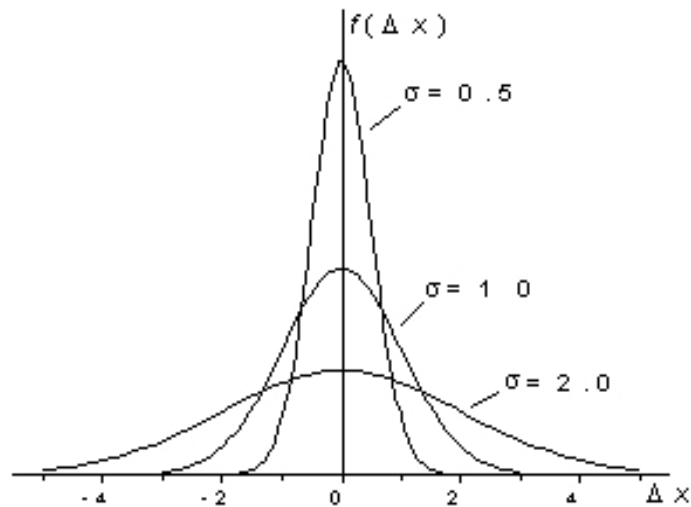


Рис. 2.1. Графік функції $f(\Delta X_i)$ для різних значень σ

При обмеженому невеликому числі вимірювань дисперсія визначається за наближеною формулою:

$$\sigma^2 \approx S^2 = \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2, \quad (2.9)$$

де S^2 — середнє квадратичне відхилення (похибка) результатів одиничних вимірювань у ряді вимірювань (вибіркова дисперсія).

При використанні для розрахунків розподілів Гаусса **середня квадратична похибка** для кількох вимірювань, зроблених через рівні невеликі проміжки часу, оцінюється за рівнянням:

$$S = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2}{n-1}}. \quad (2.10)$$

Однак важливо знати, наскільки може відхилятися від істинного значення X_0 середнє арифметичне \bar{X} , отримане за формулою (2.1) для n повторних, рівних за точністю, вимірювань. Теорія показує, що середня квадратична похибка середнього арифметичного $S_{\text{сер.}}$ дорівнює середній квадратичній похибці окремого результату

вимірювань (S), поділену на корінь квадратний із числа вимірювань n , тобто:

$$S_{сер.} = \pm \frac{S}{\sqrt{n}} = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2}{n(n-1)}}. \quad (2.11)$$

Зі збільшенням числа вимірювань $S_{сер.}$ безупинно зменшується. Однак його зменшення, починаючи з деякого числа вимірів, що дорівнює приблизно 10-15, стає дуже незначним. Намагаючись зменшити похибку, нераціонально надмірно збільшувати число вимірювань.

Похибка, пов'язана з флуктуаціями радіоактивного розпаду, входить у вибіркове середнє квадратичне відхилення $S_{сер.}$, яке можна розрахувати, виходячи з виразу (2.11) за формулою:

$$S_{сер.(I)} = \pm \frac{S}{n} = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})^2}{n(n-1)}}, \quad (2.12)$$

де I_i — результат i -го вимірювання швидкості рахунку.

Коли вимірювана відносна активність має величину одного порядку з фоном, що відповідає даним дослідів, формула (2.12) набуде вигляду:

$$S_{сер(I)} = \pm \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})^2}{n(n-1)} + \frac{\sum_{i=1}^n (I_{i\phi} - \bar{I}_{\phi})^2}{n(n-1)}}. \quad (2.13)$$

Приклад. Лічильник радіоактивних випромінювань реєструє число радіоактивних атомів, що розпадаються в одиницю часу (швидкість рахунку $I_i = \frac{N}{t}$). Наведемо отримані дані у вигляді таблиці.

Знаходимо за формулою (2.1) середнє значення швидкості рахунку зареєстрованих імпульсів $I = \frac{1970}{10} = 197$ імп/с. Це середнє значення є найбільш імовірним наближенням вимірюваної величини.

Таблиця 2.1

№ п/п	Швидкість рахунку $I_i = \frac{N}{t}$	$I_i - \bar{I}$	$(I_i - \bar{I})^2$
1	190	-7	49
2	202	+5	25
3	172	-25	625
4	170	-27	729
5	215	+18	324
6	210	+13	169
7	220	+23	529
8	198	+1	1
9	215	+18	324
10	178	-19	361
Сума	1970	-1	3136

Середню квадратичну похибку окремого вимірювання можна оцінити за формулою (2.12):

$$S_I = \pm \sqrt{\frac{3136}{10-1}} = 18.6;$$

$$S_{сер.} = \pm \frac{18,6}{\sqrt{10}} = \pm 5.8.$$

Кінцевий результат:

$$I = 197 \pm 5.8 \text{ (імп/с)}.$$

2.3 Статистичний характер радіоактивного розпаду і розподіл Пуассона

Радіоактивні перетворення — це процес, якому властивий характер імовірності. Закони радіоактивного розпаду і накопичення — статистичні закони, які виявляються лише для досить великого числа радіоактивних ядер.

Коли оцінюють дані, отримані за допомогою лічильника, необхідно враховувати статистичний характер ядерних перетворень. Якщо розсіювання результатів радіометричних вимірювань викликано лише статистичними характером розпаду, то розподіл числа імпульсів, що реєструються детектором за час t , підпорядковується **розподілу Пуассона**. А саме, ймовірність (P_N) того, що протягом проміжку часу t буде зареєстровано N імпульсів, визначається виразом:

$$P_N = \frac{N^{-N} \cdot e^{-\bar{N}}}{N!} \quad (2.14)$$

У вираз (2.14) входить параметр \bar{N} — це середнє число зареєстрованих імпульсів за цей же проміжок часу. Дисперсія розподілу Пуассона σ^2 також дорівнює \bar{N} :

$$\sigma_{\text{пуасс}(N)}^2 = \bar{N} \quad (2.15)$$

$$\sigma_{\text{пуасс}(N)} = \sqrt{\bar{N}} \approx \pm \sqrt{N_i} \quad (2.16)$$

Відповідно до (2.9) дисперсія Пуассона є **середнім квадратичним відхиленням (помилкою) результатів одиничних вимірювань** у ряду вимірів (вибіркова дисперсія). Величина N_i у формулі (2.17) становить собою число імпульсів, зареєстрованих приладом за час t . У такому випадку швидкість рахунку дорівнює

$$I_i = \frac{N_i}{t}. \quad (2.17)$$

Середнє квадратичне відхилення швидкості рахунку (середня квадратична помилка за Пуассоном), зумовлене статистичним характером розпаду (абсолютна квадратична флуктуація), становить:

$$\sigma_{\text{пуасс}(I)} = \frac{\sigma_{\text{пуасс}(N)}}{t} = \frac{\pm \sqrt{\bar{N}}}{t} = \pm \sqrt{\frac{\bar{I}}{t}} \approx \pm \sqrt{\frac{I_i}{t}}, \quad (2.18)$$

а відносна квадратична флуктуація (позначимо її грецькою буквою ν — «іпсилон») дорівнює:

$$\nu_{\text{пуасс}(I)} = \frac{\sigma_{\text{пуасс}(I)}}{I} = \frac{1}{\sqrt{It}} \approx \frac{1}{\sqrt{I_i t}}. \quad (2.19)$$

Із формули (2.18) випливає, що величина відносної похибки, пов'язаної зі статистичним характером розпаду, зменшується зі

збільшенням реєстрованої швидкості рахунку I та тривалістю окремого вимірювання t . Величина $\sigma_{nyacc(I)}$ визначає мінімально можливе середнє квадратичне відхилення при заданих значеннях числа імпульсів I та часу вимірювання t .

Таким чином, за відсутності інших джерел розсіювання, крім статистичного характеру радіоактивного розпаду,

$$S_{cp.(I)} \approx \sigma_{nyacc.(I)}. \quad (2.20)$$

2.4 Вплив фону на точність радіометричних вимірювань

У результаті космічного випромінювання, радіоактивного забруднення зовнішнього середовища та інших причин лічильник реєструє деяку активність за відсутності досліджуваного препарату. Цю активність прийнято називати **фоном** лічильника. Наявність фону має особливо велике значення при реєстрації активності слабких джерел і має враховуватися при оцінюванні точності радіометричних вимірювань.

Припустимо, що в лічильник разом із фоном потрапляє N частинок за час t , тоді $I = \frac{N}{t}$ є швидкість рахунку. Фон вимірюється протягом t_{ϕ} хв, і зареєстровано N_{ϕ} частинок.

Застосуємо до виразу

$$I = \frac{N}{t}$$

закон додавання помилок, тоді:

$$\sigma_{nyacc.(I)}^2 \approx \left(\frac{1}{2}\right)^2 \sigma_{nyacc.(N)}^2. \quad (2.21)$$

Підставляючи у (2.21) вираз для $\sigma_{nyacc.(N)}$ (2.18) отримаємо:

$$\sigma_{nyacc.(I)}^2 = \frac{I \cdot t}{t^2} = \frac{I}{t} \text{ або } \sigma_{nyacc.(I)} = \pm \sqrt{\frac{I}{t}}. \quad (2.22)$$

Якщо врахувати, що швидкість рахунку зразка без фону дорівнює

$$I_0 = I - I_{\phi}, \quad (2.23)$$

то відповідно до закону додавання помилок середня квадратична похибка при реєстрації швидкості рахунку зразка дорівнює

$$\sigma_{\text{nyacc}(I_0)} = \pm \sqrt{\frac{I}{t} + \frac{I_\phi}{t_\phi}}. \quad (2.24)$$

Відповідна відносна середня квадратична похибка становитиме

$$\nu_{\text{nyacc}(I)} = \frac{1}{I_0} \cdot \sqrt{\frac{I}{t} + \frac{I_\phi}{t_\phi}} \cdot 100\%. \quad (2.25)$$

Чим більше активність наближається до фону, тим довше її доводиться вимірювати.

Приклад. Лічильник реєструє фон 500 імпульсів за 25 секунд. Зразок разом із фоном дає 1 000 імпульсів за 20 секунд.

Визначити швидкість рахунку зразка та її похибку.

Швидкість рахунку фону та її помилка дорівнюють

$$I_\phi = \frac{500}{25} = 20 \text{ імп/с};$$

$$\sigma_{\text{nyacc}(I)} = \pm \sqrt{\frac{20}{25}} = \pm 0.9.$$

Швидкість рахунку зразка разом із фоном та її похибка дорівнюють

$$I = \frac{1000}{20} = 50 \text{ імп/с}; \quad \sigma_I = \pm \sqrt{\frac{50}{20}} = \pm 1.58.$$

Швидкість рахунку зразка та її похибка дорівнюють

$$I_0 = I - I_\phi = 50 - 20 = 30 \text{ імп/с},$$

$$\sigma_{\text{vibn}(I)} = \pm \sqrt{\frac{50}{20} + \frac{20}{25}} = \pm 1.8.$$

Кінцевий результат можна записати у вигляді

$$I_0 = 30 \pm 1.8 \text{ імп/с}.$$

Таким чином, видно, що наявність фону збільшує абсолютну похибку вимірювання.

2.5 Оптимальна тривалість вимірювання

Оптимальна тривалість вимірювання препарату з фоном задається виразом:

$$t = \frac{I + \sqrt{I \cdot I_\phi}}{\nu_{\text{nyacc}(I)}^2 - I_0^2}, \quad (2.26)$$

де I — швидкість рахунку зразка разом із фоном;
 I_{ϕ} — швидкість рахунку фону;
 $I_0 = I - I_{\phi}$ — швидкість рахунку зразка без фону.

Ця формула спрощується, якщо швидкість рахунку фону набагато менша за швидкість рахунку зразка:

$$t = \frac{1}{v_{\text{набл}}^2(I) - I_0} \quad (2.27)$$

Приклад. Лічильник реєструє фон 30 імпульсів за 100 секунд. Зразок разом із фоном дає 1320 імпульсів за 30 секунд.

Визначити оптимальний час вимірювання зразка з відносною середньою квадратичною похибкою $v = 0.02$.

$$I = \frac{N}{t} = \frac{1320}{30} = 44 \text{ імпл/с}; \quad I_{\phi} = \frac{N_{\phi}}{t_{\phi}} = 0.3 \text{ імпл/с};$$

$$I_0 = I - I_{\phi} = 44 - 0.3 = 43.7 \text{ імпл/с}.$$

$$t = \frac{I + \sqrt{I \cdot I_{\phi}}}{v^2 \cdot I_0^2} = \frac{44 + \sqrt{44 \cdot 0.3}}{0.02^2 \cdot 43.7^2} = 62.6 \approx 63 \text{ (с)};$$

$$t = \frac{1}{v^2 \cdot I_0} = \frac{1}{0.02^2 \cdot 43.7} = 57.2 \approx 57 \text{ (с)}.$$

Лабораторна робота 2

Обробка результатів радіометричних вимірювань

Зміст роботи:

- дослідити вплив часу вимірювання радіоактивності препарату на середню квадратичну похибку;
- дослідити вплив числа вимірювань на середню квадратичну похибку;
- визначити оптимальний час вимірювання активності препарату.

Обладнання і матеріали: установка з лічильником Гейгера-Мюллера, набір стандартних препаратів з реєстрованою активністю від 300 до 3000 імпл/с.

Порядок виконання роботи:

1. Дослідження впливу часу вимірювання активності на середню квадратичну похибку.

Узяти препарат, розташувати його на відстані 30-40 мм від лічильника, виміряти його в зазначеному положенні за 1 с, 10 с, 100 с.

Фон виміряти 1 раз протягом 100 с. Результати оформити у вигляді таблиці (таблиця 2.2) і обробити за формулою (2.24), якщо значення вимірювання можна порівняти з фоном; за формулою (2.22), якщо значення вимірювань набагато більше за фон.

Пояснити, чому при збільшенні часу вимірювання похибка зменшується.

Таблиця 2.2

Розрахунок середньої квадратичної похибки середнього арифметичного значення швидкості рахунку ($\sigma_{\text{сеп.}}$)

Час окремого вимірювання	Число імпульсів за t (с) окремого вимірювання	Швидкість рахунку окремого вимірювання	Середнє арифметичне значення швидкості рахунку n вимірювань	Відхилення від середнього значення швидкості рахунку окремого вимірювання	Квадрат відхилення від середнього значення швидкості рахунку окремого вимірювання	Сума квадратів відхилення від середнього значення швидкості рахунку окремого вимірювання
t (с)	N_i	$I_i = \frac{N_i}{t}$	$\bar{I} = \frac{\sum_{i=1}^n I_i}{n}$	$(I_i - \bar{I})$	$(I_i - \bar{I})^2$	$\sum_{i=1}^n (I_i - \bar{I})^2$

2. Дослідження впливу числа вимірювань на середню квадратичну похибку.

Той самий препарат у попередньому положенні виміряти 5 разів за 1 с, 10 с, 100 с. Фон виміряти 5 разів за 100 с. Результати оформити у вигляді таблиці 2.2 і обробити за формулою (2.13), якщо значення вимірювання можна порівняти з фоном; за формулою (2.12) — якщо значення вимірювань набагато більше від фону.

Записати результати в загальному вигляді $I = \bar{I} \pm S_{\text{сеп.}(I)}$.

Порівняти з результатами для окремих вимірювань (завдання 1).

Пояснити, чому зі збільшенням числа вимірювань середня квадратична помилка зменшується.

3. Розрахунок необхідного часу вимірювання препаратів.

Узяти два препарати, які дають на відстані 30 мм від лічильника разом з фоном відповідно 200 – 300 імп/с і 500 – 1000 імп/с. Виміряти активності першого і другого препарату (час вимірювання 30 с) із середньою відносною квадратичною похибкою $\nu = 0.02$.

Розрахувати необхідний час вимірювання взятих препаратів за допомогою формул (2.26) чи (2.27).

3 Закони радіоактивного розпаду

Спонтанне перетворення радіоактивних ядер приводить до постійного зменшення числа атомів вихідного радіоактивного елемента і до утворення дочірніх продуктів.

Закони радіоактивного розпаду і накопичення мають імовірнісний характер, тобто вони є справедливими для сукупності великого числа ядер. Для окремого ядра неможливо заздалегідь передбачити, у який момент часу воно розпадеться; акт розпаду настає незалежно від того, скільки часу ядро проіснувало.

Для сукупності великого числа ядер число актів розпаду за одиницю часу (швидкість розпаду) прямо пропорційне наявній кількості ядер. Це так званий **основний закон радіоактивного розпаду**, який у диференціальній формі записується таким чином

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N, \quad (3.1)$$

де N — кількість наявних радіоактивних ядер;

λ — константа, що характеризує нестійкість ядер даного радіоактивного ізотопу і називається **постійною розпаду**, або **радіоактивною постійною**;

dN/dt — швидкість розпаду. Знак мінус указує на зменшення початкової кількості ядер із часом.

Із рівняння (3.1) випливає, що

$$\lambda = \frac{-dN/dt}{N} = \frac{dN/N}{dt}, \quad (3.2)$$

тобто постійна розпаду λ чисельно дорівнює частині ядер dN/N , що розпадаються за одиницю часу; λ має розмірність оберненого часу і частіше за все виражається в с^{-1} .

Сенс **основного закону** радіоактивного розпаду полягає в тому, що за рівні проміжки часу зазнає розпаду постійна частка від загальної кількості наявних у даний момент радіоактивних атомів даного ізотопу.

Якщо потрібно визначити число радіоактивних ядер, що залишилися після періоду часу t , користуються **інтегральною**

формою основного закону розпаду. Її можна одержати, проінтегрувавши вираз (3.1) за умови, що в початковий момент часу $t = 0$ число ядер становило N_0 . У результаті знаходимо

$$N_t = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}, \quad (3.3)$$

де N_t — кількість ядер ізоотопу в момент часу t .

На рис. 3.1 наведено типову криву, що показує зменшення числа радіоактивних ядер із часом.

Швидкість радіоактивного розпаду $-dN/dt$ називають **абсолютною радіоактивністю** препарату (A)

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N. \quad (3.4)$$

Абсолютну радіоактивність A (активність) прийнято виражати числом актів розпаду за секунду. Одиницею активності в СІ є бекерель (Вк, Бк).

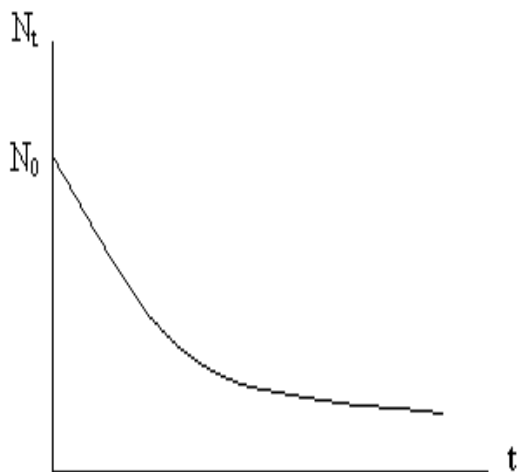


Рис. 3.1. Зменшення числа радіоактивних ядер N_t із часом

Зменшення абсолютної активності із часом підпорядковується основному закону радіоактивного розпаду:

$$A_t = A_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}, \quad (3.5)$$

де A_t і A_0 — відповідно абсолютні активності препарату в момент часу $t = t$ і $t = 0$.

У практичній роботі абсолютна радіоактивність препарату зазвичай безпосередньо не вимірюється.

Вимірювальні прилади звичайно дають величину, пропорційну абсолютній активності, що називається **реєстрованою активністю I**.

Реєстрована активність являє собою швидкість рахунку I (імп/с). Реєстрована активність, як і абсолютна активність, підпорядковується основному закону радіоактивного розпаду:

$$I_t = I_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}, \quad (3.6)$$

де I_t і I_0 — значення реєстрованої активності в моменти часу $t = t$ і $t = 0$.

Стійкість радіоактивних ядер характеризують величиною періоду напіврозпаду. **Період напіврозпаду ($T_{1/2}$)** — це проміжок часу, протягом якого розпадається половина наявних ядер даного ізотопу. Абсолютна та реєстрована активності за час, рівний періоду напіврозпаду, зменшуються вдвічі:

$$\frac{A_t}{A_0} = \frac{I_t}{I_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda \cdot T_{1/2}}. \quad (3.7)$$

Звідси випливає, що

$$\lambda \cdot T_{1/2} = \ln 2 = 0.693, \\ T_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda}. \quad (3.8)$$

Комбінуючи рівняння 3.4 і 3.8, отримаємо вираз для розрахунку періоду напіврозпаду:

$$T_{1/2} = \frac{0.693N}{A}, \quad (3.9)$$

де N — число ядер (атомів) радіоактивного ізотопу, A — абсолютна радіоактивність відомої вагової m кількості ізотопу. Число атомів N ізотопу розраховується за формулою:

$$N = \frac{m \cdot N_A}{A_r}, \quad (3.10)$$

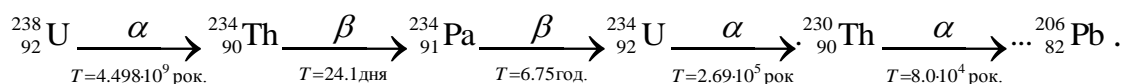
де A_r — атомна маса ізотопу, N_A — число Авогадро, m — вагова кількість ізотопу в препараті. Підставивши (3.10) у (3.9), отримаємо:

$$T_{1/2} = 0.693 \frac{m \cdot N_A}{A \cdot A_r}. \quad (3.11)$$

Визначення абсолютної активності нуклідів — доволі складний процес. Визначення абсолютної активності $^{238}_{92}\text{U}$ радіометричним методом ускладнюється тим, що він знаходиться в рівновазі з

продуктами його розпаду зі складним складом випромінювань. Ядра $^{238}_{92}\text{U}$, випромінюючи α -частинки, перетворюються в ядра $^{234}_{90}\text{Th}$. Потім відбуваються два β -розпади підряд. Далі відбуваються ще кілька α - і β -розпадів, поки не утвориться ядро стабільного нукліда $^{206}_{82}\text{Pb}$.

Таким чином утворюється **радіоактивна сімейство нуклідів**, пов'язаних взаємними радіоактивними перетвореннями:



У будь-якому акті розпаду $A \rightarrow B$ нуклід A називається материнським щодо B , а B — дочірнім стосовно A . У процесі розпаду материнського нукліда відбувається накопичення і розпад дочірнього нукліда.

За умови, що $(T_{1/2})_1 \gg (T_{1/2})_2$, тобто $\lambda_1 \ll \lambda_2$ і $t \ll (T_{1/2})_1$, між загальною кількістю атомів дочірньої та материнської речовини встановлюється певне співвідношення — **радіоактивна рівновага**, коли швидкість розпаду дочірнього радіонукліда дорівнює швидкості розпаду материнського:

$$\lambda_1 \cdot N_1 = \lambda_2 \cdot N_2 \quad \text{або} \quad A_1 = A_2. \quad (3.12)$$

Вираз (3.12) є справедливим, коли період напіврозпаду материнського радіонукліда значно більший, ніж періоди напіврозпаду дочірніх радіонуклідів. Така рівновага називається **віковою**.

У разі **вікової** радіоактивної рівноваги швидкість розпаду, а також абсолютні активності дочірньої та материнської речовин однакові (3.12).

У розглянутому сімействі період напіврозпаду $^{238}_{92}\text{U}$ значно більший, ніж період напіврозпаду будь-якого іншого члена цього сімейства. Через великий період напіврозпаду $^{238}_{92}\text{U}$ число його ядер (і активність) протягом практично будь-яких інтервалів часу не змінюється. Після встановлення рівноваги не зміниться також число ядер усіх продуктів розпаду.

Швидкість встановлення рівноваги $^{238}_{92}\text{U}$ з продуктами розпаду залежить від швидкості утворення $^{234}_{90}\text{Th}$. Звичайно використовують препарати уранілу нітрату 5-6-місячної давнини, у яких за цей час накопичується приблизно 99 % рівноважної кількості $^{234}_{90}\text{Th}$ і $^{234}_{91}\text{Pa}$.

приходить до рівноваги з $^{234}_{90}\text{Th}$ за декілька діб, а $^{234}_{92}\text{U}$ — за десятки хвилин.

За умови рівноваги $^{238}_{92}\text{U}$ з продуктами його розпаду абсолютна активність препарату за α -випромінюванням може бути знайдена шляхом вимірювання сумарної β -активності $^{234}_{90}\text{Th}$ і $^{234}_{91}\text{Pa}$ або тільки $^{234}_{91}\text{Pa}$. Таким чином, на кожну α -частинку $^{238}_{92}\text{U}$ припадає дві β -частинки.

β -Частинки малих енергій, що випромінюються $^{234}_{90}\text{Th}$, будуть проникати в лічильник у набагато меншій кількості, ніж жорсткі β -частинки, які випромінюються $^{234}_{91}\text{Pa}$, або їх зовсім не буде, залежно від товщини стінки або вікна лічильника та шару повітря між зразком та лічильником.

α -Випромінювання $^{238}_{92}\text{U}$ повністю поглинається шаром повітря товщиною приблизно 26,5 мм за нормальних умов, що відповідає еквіваленту алюмінію 34 мг/см^2 .

β -Випромінювання $^{234}_{90}\text{Th}$ поглинається повністю шаром алюмінію товщиною 45 мг/см^2 , тоді як для повного поглинання β -частинок $^{234}_{91}\text{Pa}$ потрібен шар алюмінію товщиною 1130 мг/см^2 . Виконуючи вимірювання на торцевому лічильнику з тонким слюдяним вікном ($2\text{--}4 \text{ мг/см}^2$), можна визначити як сумарну інтенсивність β -випромінювання $^{234}_{90}\text{Th}$ і $^{234}_{91}\text{Pa}$, так і випромінювання лише одного $^{234}_{91}\text{Pa}$.

У першому випадку необхідно дотримуватись умови, щоб шар повітря і товщина вікна лічильника повністю поглинали α -випромінювання. Однак при вимірюванні сумарної β -активності наявність м'якого випромінювання $^{234}_{90}\text{Th}$ сильно знижує точність дослідження внаслідок його малої проникної здатності в речовині.

Тому визначення абсолютної активності уранового препарату надійніше виконувати не за сумарною інтенсивністю β -випромінювання $^{234}_{90}\text{Th}$ і $^{234}_{91}\text{Pa}$, а тільки за випромінюванням $^{234}_{91}\text{Pa}$.

Вимірювання абсолютної активності препарату за β -випромінюванням $^{234}_{91}\text{Pa}$ виконується наступним чином.

Виходячи з рівняння (3.9) для знаходження періоду напіврозпаду, необхідно знати абсолютну радіоактивність препарату, що містить відому кількість ізотопу.

Зв'язок між реєстрованою та абсолютною радіоактивністю виражається співвідношенням:

$$I = A \cdot \varphi, \quad (3.13)$$

де φ — коефіцієнт пропорційності, або коефіцієнт реєстрації.

Величину φ звичайно знаходять шляхом розрахунку. Розрахунковий спосіб знаходження φ пов'язаний з кількісним урахуванням усіх чинників, що впливають на величину реєстрованої активності I за даної абсолютної активності препарату (A).

На величину I впливають такі чинники, пов'язані з характеристиками обраної радіометричної апаратури, з властивостями радіоактивного препарату, що вимірюється, і взаємним розташуванням препарату і детектора:

а) ефективність детектора до даного виду випромінювання, що враховується введенням поправочного коефіцієнта ε ;

б) конфігурація і взаємне розташування препарату і детектора враховуються геометричним коефіцієнтом η ;

в) поглинання випромінювання в повітрі й у шарі віконця детектора враховується поправочним коефіцієнтом ослаблення K .

Існує ще кілька чинників, які несуттєво впливають на φ , тому ми не будемо їх розглядати.

Виходячи з вищезазначеного, для φ можна записати:

$$\varphi = \varepsilon \cdot \eta \cdot K \quad (3.14).$$

Підставивши у формулу (3.13) значення φ (3.14), одержимо вираз для абсолютної активності A препарату:

$$\dot{A} = \frac{I}{\varepsilon \cdot \eta \cdot K}. \quad (3.15)$$

Для визначення величин поправочних коефіцієнтів користуються різними таблицями та графіками.

Поправку на ефективність рахунку (ε) торцевих лічильників до β -випромінювання прийнято вважати рівною 0.95.

Утрати випромінювання, зумовлені взаємним розташуванням препарату і лічильника, враховуються поправкою, що називається

геометричним коефіцієнтом. Геометричний коефіцієнт визначає, яка частка від загального числа β -частинок або квантів випромінюється препаратом у напрямку чутливого об'єму детектора (A):

$$\eta = I_{\eta} / A, \quad (3.16)$$

де I_{η} — число частинок або квантів, що випромінюється препаратом у напрямку чутливого об'єму детектора.

Геометричний коефіцієнт η дорівнює відношенню тілесного кута ω , під яким детектор опромінюється джерелом випромінювання, до повного тілесного кута 4π :

$$\eta = \omega / 4 \pi. \quad (3.17)$$

Тілесний кут може бути замінений лінійним кутом α і виражений через відстань h і радіус віконця лічильника r :

$$\eta = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}} \right), \quad (3.18)$$

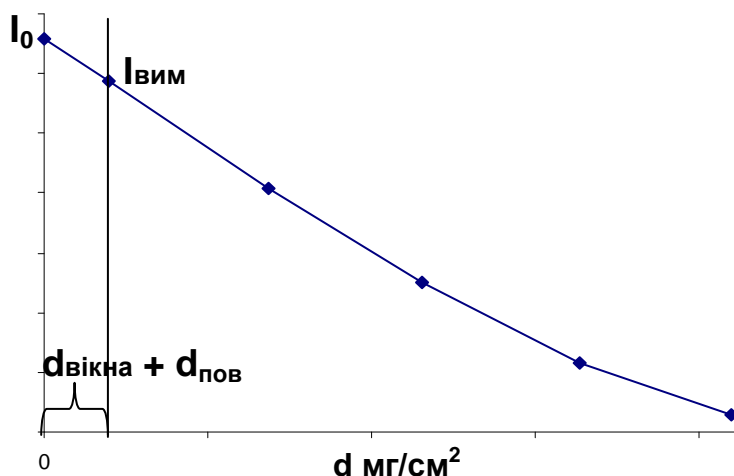


Рис. 3.2. Крива поглинання β -частинок алюмінієвими екранами

де h — відстань від джерела до вікна лічильника (см); r — радіус вікна лічильника (см).

Якщо β -випромінювач знаходиться на великій відстані від віконця лічильника, то частина β -випромінювання втрачає свою енергію внаслідок поглинання і розсіювання в повітрі і тому не потрапляє до торцевого лічильника. Крім того,

частина β -частинок поглинається у віконці лічильника. Утрати випромінювання за рахунок поглинання шаром повітря і шаром слюдяного вікна лічильника враховуються поправочним коефіцієнтом K . Оскільки коефіцієнти поглинання β -променів у

слюді, повітрі й алюмінії приблизно однакові, використовуючи криву поглинання β -частинок для алюмінію, легко визначити поглинання в повітрі й слюдяному вікні лічильника і розрахувати поправку на ослаблення (К).

Для знаходження К будують графік залежності швидкості рахунку досліджуваного препарату I (імп/с) від товщини алюмінієвих поглиначів d_{Al} (мг/см²). Товщину поглиначів визначають за співвідношенням

$$d\left(\frac{\text{мг}}{\text{см}^2}\right) = l \cdot \rho,$$

де l — товщина поглиначів (см), а ρ — щільність поглиначів (мг/см³). Продовжуючи графік до перетину з віссю ординат, одержують величину I_0 для $d = 0$ (рис. 3.2).

Відношення вимірної швидкості рахунку без поглиначів $I_{\text{вим}}$ до розрахункової I_0 дає поправку на ослаблення К:

$$K = \frac{I_{\text{вим.}}}{I_0}. \quad (3.19)$$

Лабораторна робота 3

Визначення періоду напіврозпаду довговічного ізоотопу ${}^{238}_{92}\text{U}$

Зміст роботи: визначити період напіврозпаду ${}^{238}_{92}\text{U}$.

Обладнання і матеріали: установка з лічильником Гейгера-Мюллера, титрований розчин солі, що містить ${}^{238}_{92}\text{U}$, алюмінієві поглиначі, інфрачервона лампа.

Порядок виконання роботи:

Період напіврозпаду довговічного ізоотопу ${}^{238}_{92}\text{U}$, кількість якого за час дослідження практично не змінюється, можна визначити за абсолютною активністю радіоактивного препарату за формулою (3.9).

Для виконання роботи необхідно приготувати урановий препарат шляхом нанесення титрованого розчину солі, що містить ${}^{238}_{92}\text{U}$. Виміряти його активність на радіометричній установці з лічильником Гейгера-Мюллера протягом 100 с 5 разів. Розрахувати середнє значення реєстрованої активності I препарату.

Знайти всі необхідні поправки для даних умов досліду (ϵ , η , К), розрахувати абсолютну активність препарату (А) за формулою (3.15) і визначити період напіврозпаду ($T_{1/2}$) за формулою (3.11).

Для визначення поправки на ослаблення випромінювання шаром повітря і слюдяного вікна лічильника (К) над зразком розташувати

алюмінієву діафрагму товщиною 3.5 мм із діаметром отвору в 1.5 разу меншим від діаметра вікна лічильника. Виміряти активність уранового препарату на відстані $h = 20-25$ мм від діафрагми без алюмінієвих поглиначів ($I_{\text{вим.}}$) і з ними (I_n). Радіоактивність препарату повинна зменшитися у 2-3 рази. Побудувати графік залежності виміряної радіоактивності від товщини алюмінієвих поглиначів (мг/см^2). Екстраполюючи криву на графіку до перетину з віссю ординат на нульову товщину поглиначів (повітря + слюдяне вікно), одержати I_0 (див. рис. 3.2). За формулою (3.19) розрахувати поправку на ослаблення випромінювання шаром повітря і слюдяного вікна (K).

За формулою (3.18) розрахувати поправку на геометричний коефіцієнт (η) для даної геометрії рахунку.

Реєстровану активність I препарату та знайдені поправки (ϵ , η , K) підставити у формулу (3.15) і розрахувати абсолютну активність препарату (A).

За формулою (3.10) розрахувати число атомів ${}^{238}_{92}\text{U}$ у препараті (N).

За формулою (3.11) розрахувати період напіврозпаду ${}^{238}_{92}\text{U}$ ($T_{1/2}$).

Примітка. Щільність повітря $\rho_{\text{пов}} = 0.00129 \text{ г/см}^3$;

щільність слюди $\rho_{\text{с}} = 2.7 \text{ г/см}^3$;

щільність алюмінію $\rho_{\text{Al}} = 2.7 \text{ г/см}^3$.

Товщина вікна лічильника – за паспортом.

4 Взаємодія ядерного випромінювання з речовиною

Усі види ядерного випромінювання, як корпускулярні, так і електромагнітні, можуть бути виявлені тільки за їхньою взаємодією з речовиною. Характер взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною залежить від його виду, енергії частинок (фотонів), а також від властивостей поглинаючого матеріалу.

Розрізняють два типи взаємодії ядерного випромінювання з речовиною: **пружна і непружна**.

При **пружній** взаємодії сума кінетичних енергій взаємодіючих частинок (або фотонів і частинок) не змінюється, відбувається лише перерозподіл енергії між учасниками взаємодії. При цьому самі частинки змінюють напрямок свого руху, тобто відбувається процес розсіювання. Ця взаємодія так і називається — пружне розсіювання. Такі процеси не становлять інтересу, крім випадку, коли в результаті пружної взаємодії частина енергії γ -кванта передається вільному електрону.

При **непружній** взаємодії сума кінетичних енергій учасників взаємодії зменшується, оскільки частина кінетичної енергії переходить в інші форми (енергію збудження, енергію розриву зв'язків — іонізацію) і, зрештою, розсіюється у вигляді теплоти і довгохвильового випромінювання.

Заряджені частинки — протони, електрони, мезони, ядра гелію і ядра більш важких елементів — взаємодіють з електронами атомних оболонок та ядрами зустрічних атомів головним чином у результаті дії електростатичних (кулонівських) сил. При близьких зіткненнях важких частинок, у тому числі й нейтронів, з ядрами в дію вступають ядерні сили. Випромінювання, яке складається із заряджених частинок, є **безпосередньо іонізуючим**.

γ -Кванти впливають на атомні електрони і ядра своїм електромагнітним полем. Взаємодія γ -квантів із середовищем приводить до утворення відносно невеликого числа електронів (у деяких випадках і позитронів), які викликають подальшу іонізацію середовища. Тому γ -випромінювання часто називають **побічно іонізуючим**. Іонізуюче випромінювання характеризують величиною **питомої іонізації** — кількістю пар іонів, що утворюються частинкою або гамма γ -квантом на одиницю шляху.

Іонізуюча дія випромінювання широко використовується для його реєстрації.

З іонізуючою дією пов'язана низка вторинних ефектів, які також використовуються для реєстрації випромінювання або вимірювання доз, які створюються радіоактивними речовинами. Наприклад, збуджені атоми і молекули, які разом з іонами утворюються вздовж шляху іонізуючої частинки, можуть переходити в основний стан, випускаючи електромагнітне випромінювання.

У деяких речовин частина спектра лежить у видимій або в УФ - областях, при цьому проходження випромінювання через такі речовини супроводжується спалахом (сцинтиляцією) світла. На цьому принципі базується дія сцинтиляційних детекторів.

Усі ці види взаємодії мають різну природу і по-різному проявляються для зовнішнього спостерігача. У той же час загальним для всіх видів взаємодії ядерного випромінювання з речовиною є те, що енергія падаючих частинок передається атомам речовини. Відповідно, із заглибленням у середовище енергія та інтенсивність випромінювання зменшуються, в результаті цього шари речовини можуть служити захистом від ядерного випромінювання. Розглянемо докладніше питання поглинання (ослаблення) випромінювання в речовині.

4.1 Взаємодія α -частинок з речовиною

Важкі заряджені α -частинки при непружних зіткненнях взаємодіють головним чином з електронами атомних оболонок,

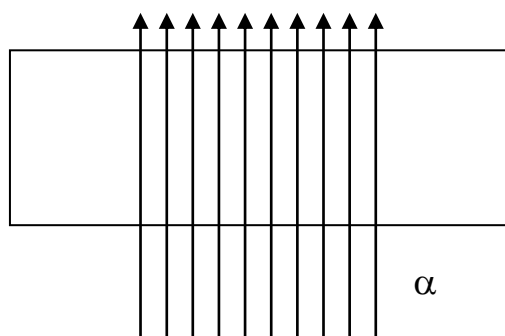


Рис. 4.1. Проходження α -частинок у речовині

викликаючи іонізацію атомів і молекул середовища. Основними процесами при взаємодії α -частинок з речовиною є процеси іонізаційного гальмування. Іонізація атомів середовища альфа-частинками можлива лише тоді, коли енергія, що віддається альфа-частинкою електрону, більша за енергію його зв'язку з атомом (енергію іонізації атома). При кожному зіткненні з електроном α -частинка втрачає дуже

малу частину своєї енергії і помітно не відхиляється, тому шлях частинки є практично прямолінійним (рис. 4.1).

Максимальна енергія, яка може бути передана в одному акті взаємодії важкою частинкою, що рухається зі швидкістю $v \ll c$, нерухомому електрону, дорівнює:

$$E_{\max} = 2m_e v^2. \quad (4.1)$$

Шлях, який проходить α -частинка до повної втрати енергії, називається **довжиною пробігу**, є константою, що характеризує α -випромінювання і позначається R . Поняттям R користуються для оцінки проникаючої здатності α -частинок у речовину. Пробіг R вимірюється в м або в масовій товщині (d) (кг/м^2) поглинача.

Довжина пробігу в повітрі та енергія α -частинки взаємопов'язані емпіричним співвідношенням:

$$R_{\text{пов.}} = K \cdot E_{\alpha}^{3/2}, \quad (4.2)$$

де K — постійна, яка дорівнює 0.318,

E — енергія α -частинки, MeV;

Для всіх α -частинок пробіг у повітрі коливається від 2.5 до 8.5 см.

Тому α -частинки найбільшої енергії поглинаються навіть аркушем паперу.

З усіх відомих частинок, які випромінюються радіоактивними атомами, α -частинки мають найбільшу іонізаційну здатність. У повітрі за нормальних умов α -частинка утворює 150-250 тисяч пар іонів на 1 см шляху.

Як тільки альфа-частинка сповільнюється після проходження деякого шляху в речовині, її кінетична енергія стає меншою від потенціалу іонізації атомів навколишнього середовища. Подальше зменшення її енергії відбувається за рахунок збудження атомів і молекул. Механізм такого збудження зводиться до взаємодії електронних оболонок атомів з α -частинкою без вибивання електронів. При цьому відбувається їхній перехід на більш високий енергетичний рівень. Зрештою, вся енергія збудження переходить у теплову енергію. Речовина, через яку проходить α -частинка, нагрівається. Іноді спостерігається люмінесценція деяких сполук.

Незалежно від того, яким шляхом іде взаємодія α -частинок з речовиною, загальмовані до звичайних молекулярних швидкостей, вони послідовно приєднують два електрони і перетворюються спочатку в однойменно заряджені іони, а потім в атоми гелію.

Таблиця 4.1

Пробіги α -частинок у повітрі, біологічній тканині, алюмінії

Енергія α -частинок, MeV	4	6	8	10
Повітря, см	2.5	4.6	7.4	10.6
Біологічна тканина, мкм	31	56	96	130
Алюміній, мкм	16	30	48	69

Крім того, під впливом α -випромінювання різної енергії в речовині можуть відбуватися хімічні перетворення (розкладання води з утворенням різних радикалів і молекул, розкладання або полімеризація органічних молекул).

α -Промені наділені фізіологічною дією. На шкірі вони викликають опіки і запальні процеси. Потрапляння α -радіоактивних речовин усередину організму може призвести до смертельного наслідку, оскільки в цьому випадку вся енергія частинок передається тканині організму, в результаті чого в ній виникають незворотні процеси.

4.2 Взаємодія β -частинок з речовиною

Під загальною назвою «бета-перетворення» об'єднують три самостійні види радіоактивних перетворень: β^- -розпад (випускання електронів), β^+ -розпад (випускання позитронів) та електронний захват (e^- -захват, або К-захват — захват протоном ядра електрона з найближчої до ядра електронної оболонки). Поглинання потоків електронів (β -частинок) високої енергії середовищем проходить у результаті взаємодії з орбітальними електронами і кулонівським полем ядра атома. β -Частинки втрачають свою енергію за таким самим механізмом, що й α -частинки, проте є кілька важливих відмінностей.

На відміну від важких частинок, через рівність мас електрона, що летить, і орбітального електрона в одному зіткненні може бути передана значна частка енергії. При таких взаємодіях β -частинки відхиляються від свого первинного шляху на різні кути і по мірі пробігу розсіюються (рис. 4.2).

Тому треки β -частинок у речовині сильно відрізняються від прямолінійних, а їх енергія не є однозначною функцією пробігу.

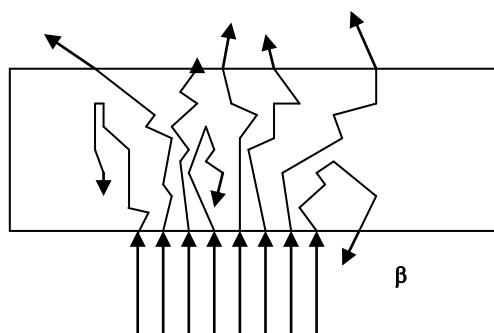


Рис. 4.2. Проходження β -частинок у речовині

Вторинні електрони, що вилітають з атомів при іонізації, мають досить високі енергії, щоб викликати інтенсивну вторинну іонізацію.

Таким чином, по мірі проходження через речовину спочатку паралельний пучок моноенергетичних електронів перетворюється в дифузний потік частинок зі складним просторово-енергетичним розподілом.

β -Частинки, які випускаються будь-якою радіоактивною речовиною, мають безперервний енергетичний спектр, у якому представлені β -частинки, що мають усі значення кінетичної енергії від нуля до деякого максимального значення (E_{\max}).

Безперервність β -спектра пояснюється одночасним випусканням **β -частинок і нейтрино** (або антинейтрино) та розподілом енергії між цими частинками.

Величина E_{\max} є характерною для даного радіоактивного ізотопу і може служити для його ідентифікації. Детальне вивчення енергетичного спектра β -випромінювання проводять спектрометричними методами, які потребують складної апаратури. У тих випадках, коли необхідно визначити максимальну енергію β -спектра з точністю, яка не перевищує 5 %, використовують метод поглинання.

Електрон, або β -частинка, повністю поглинається матеріалом у тому разі, коли він віддає всю свою енергію. Отже, довжина пробігу в речовині залежить від енергії β -частинки. Таким чином, довжина пробігу β -частинки дає можливість робити висновок про її енергію. Експериментально встановлено, що зменшення числа β -частинок при проходженні через середовище має характер, близький до експоненціального

$$N_x = N_0 e^{-\mu x}, \quad (4.3)$$

де N_x — число частинок, які пройшли через шар речовини;

N_0 — число частинок, які ввійшли;

x — товщина поглинача, см;

μ — лінійний коефіцієнт ослаблення, см^{-1} .

Досвід показує, що відношення μ до щільності ρ майже не залежить від природи поглинача. Величина $\mu/\rho = \mu'$ називається масовим коефіцієнтом поглинання і має розмірність $\text{см}^2/\text{г}$. Товщина поглинача в цьому випадку позначається через d і має розмірність $\text{г}/\text{см}^2$.

Тоді:

$$N_d = N_0 \cdot e^{-\mu' d}. \quad (4.4)$$

Аналогічно формулам (3.3 і 3.6) інтенсивність β -випромінювання підпорядковується експоненціальному закону:

$$I_x = I_0 \cdot e^{-\mu x}, \quad (4.5)$$

де I_0 та I_x — інтенсивності до і після проходження β -випромінювання через шар речовини.

Таблиця 4.2

Ефективні пробіги (см) електронів у різних речовинах залежно від їх енергії

Енергія електрона, MeV Речовина	0.05	0.5	5	50	500
Повітря	4.1	160	$2 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^4$
Вода	$4.7 \cdot 10^{-3}$	0.19	2.6	19	78
Алюміній	$2 \cdot 10^{-3}$	0.056	0.95	4.3	8.6
Свинець	$5 \cdot 10^{-4}$	0.02	0.30	1.25	2.5

Графічно залежність (4.5) може бути представлена в напівлогарифмічних координатах. Екстраполяцією лінійної ділянки на вісь абсцис отримують товщину шару повного поглинання, що відповідає максимальному пробігу β -частинок у поглиначі, — R_{max} .

R_{\max} визначається як мінімальна товщина поглинача, при якій повністю затримуються β -частинки з початковою енергією, що дорівнює максимальній енергії β -спектра.

Існує декілька емпіричних співвідношень, які описують співвідношення між R_{\max} і E_{\max} при проходженні через алюміній:

$$1. E_{\max} = 1.92\sqrt{R_{\max}^2 + 0.22} R_{\max} \quad \text{при } E \text{ от } 0.3 \text{ до } 3 \text{ MeV} \quad (4.6)$$

$$2. E_{\max} = 1.85 \cdot R_{\max} + 0.245 \quad \text{при } E > 0.8 \text{ MeV} \quad (4.7)$$

$$3. E_{\max} = 1.92 \cdot R_{\max}^{0.725} \quad \text{при } 0.15 < E < 0.8 \text{ MeV} \quad (4.8)$$

$$4. E_{\max} = 1.39 \cdot R_{\max}^{0.6} \quad \text{при } E < 0.05 \text{ MeV} \quad (4.9)$$

Необхідно врахувати, що при визначенні ослаблення з експериментальних даних отримують трохи занижені значення довжини пробігу. Справжня траєкторія β -частинок не прямолінійна, а зигзагоподібна через розсіювання.

Лабораторна робота 4 Визначення верхньої межі β -спектра ^{90}Sr і ^{90}Y

Зміст роботи: визначити максимальну енергію β -частинок, що випускаються радіонуклідами ^{90}Sr і ^{90}Y .

Обладнання та матеріали: радіометрична установка з лічильником Гейгера-Мюллера, препарат $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, набір алюмінієвих поглиначів (товщина $x = 0.0075$ см).

Порядок виконання роботи:

Увімкнути радіометричну установку.

Виміряти фон установки три рази по 100 с – $I_{\text{ф}}$.

У свинцевий будиночок помістити препарат β -випромінювання $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$, на утримувач на відстані 3 см від лічильника, над препаратом, установити діафрагму з діаметром вікна в півтора разу меншим за діаметр вікна лічильника. Виміряти швидкість рахунку I препарату (три рази по 30 с). Потім помістити на діафрагму алюмінієві поглиначі. Дослідження повторити, збільшуючи кількість алюмінієвих пластин до таких товщин, за яких швидкість рахунку максимально наблизиться до $I_{\text{ф}}$.

Результати оформити у вигляді таблиці (табл. 4.3).

Таблиця 4.3

Визначення верхньої межі β -спектра $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$

№ вимірювання	Товщина поглиначи x , см	Товщина поглиначи d , г/см ²	Кількість імпульсів N , імп			Швидкість рахунку I , імп/с	Швидкість рахунку за вирахуванням фону $I - I_{\text{ф}}$, імп/с

Побудувати графік залежності $(I - I_{\text{ф}})$ від товщини поглиначи d , яка виражена в г/см² (рис. 4.3).

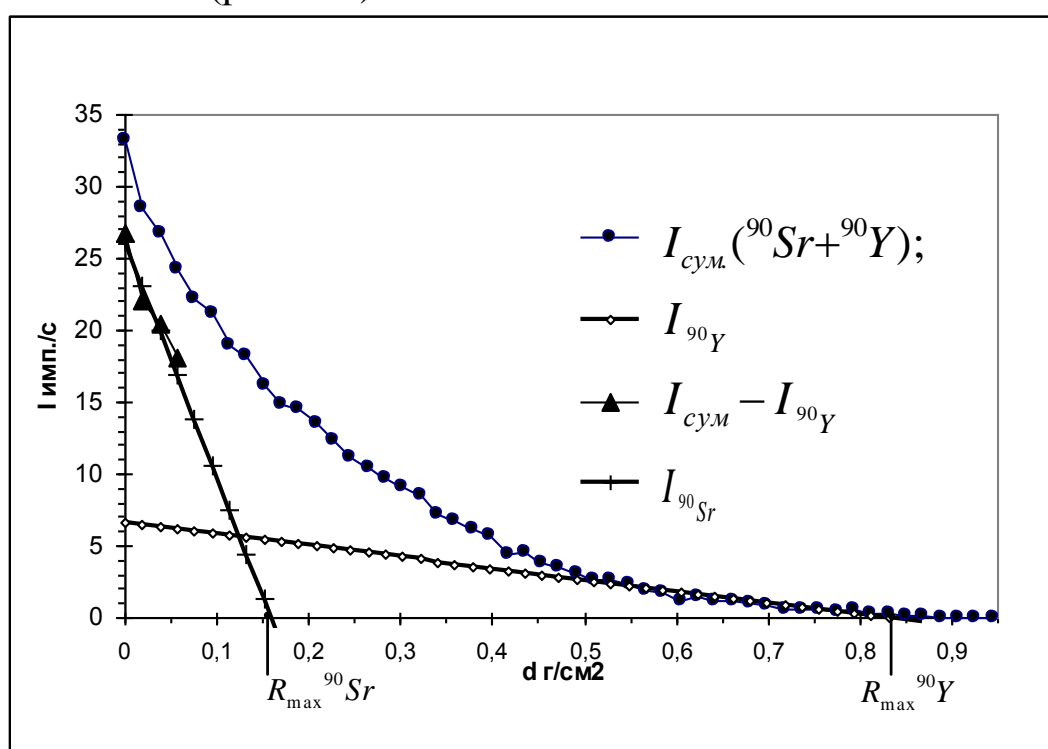


Рис 4.3. Графік залежності швидкості рахунку від товщини поглиначи

За наявності двох β -спектрів крива ослаблення $I_{\text{сум}}(^{90}\text{Y} + ^{90}\text{Sr})$ спочатку дає різкий спад. Екстраполюючи криву ослаблення після вигину до осі ординат $I(^{90}\text{Y})$, за різницею швидкостей рахунку (вихідної $I_{\text{сум}}(^{90}\text{Y} + ^{90}\text{Sr})$) та екстрапольованої $I(^{90}\text{Y})$ для кількох точок) знаходять швидкість рахунку $I(^{90}\text{Sr})$, яка відповідає м'якій β -компоненті. Екстраполяцією прямолінійних ділянок графіків для $I(^{90}\text{Y})$ та $I(^{90}\text{Sr})$ на вісь абсцис знайти величини R_{max} (г/см²) для β -випромінювання ^{90}Sr , а потім — для ^{90}Y .

Товщина поглинача, через яку не проходить жодна частинка, дорівнює максимальному пробігу β -частинок R_{\max} . Слід зазначити, що крива поглинання залежить від матеріалу поглинача (порядковий номер). Для жорсткого β -випромінювання краще застосовувати мідні або латунні екрани. За емпіричною формулою (4.6) розрахувати величини максимальних енергій β -випромінювання ^{90}Sr і ^{90}Y .

$$E_{\max} = 1.92\sqrt{R_{\max}^2 + 0.22R_{\max}} \quad (\text{MeV}).$$

Порівняти отримані дані з довідковими даними

$$E_{\max} (^{90}\text{Y}) = 2.26 \text{ MeV};$$

$$E_{\max} (^{90}\text{Sr}) = 0.545 \text{ MeV};$$

Примітка: $\rho (\text{Al}) = 2.7 \text{ г/см}^3$.

4.3 Взаємодія γ -випромінювання з речовиною

Під гамма-випромінюванням розуміють електромагнітне (фотонне) випромінювання, що випускається при ядерних перетвореннях.

Гамма-випромінювання є вторинним процесом, який супроводжує процеси α - і β -розпаду. Гамма-кванти випускаються не безпосередньо радіоактивною речовиною, а дочірнім нуклідом, який знаходиться не в основному, а збудженому стані. Перехід дочірнього ядра із збудженого стану в основний приводить до емісії γ -квантів.

Після радіоактивного перетворення атомне ядро кінцевого продукту часто знаходиться в збудженому стані. Перехід ядра із цього стану на більш низький енергетичний рівень супроводжується випусканням квантів електромагнітного випромінювання — γ -квантів. Оскільки атомне ядро може мати лише дискретні енергетичні рівні, то енергетичний спектр γ -випромінювання також буде дискретним. Таким чином, при радіоактивному розпаді випромінюється одна або кілька груп γ -квантів з однаковим значенням енергії, типовим для даного ізотопу.

Взаємодія γ -квантів з речовиною докорінно відрізняється від взаємодії заряджених частинок.

Перш за все, для γ -квантів не застосовується поняття уповільнення. Швидкість їх не залежить від енергії й дорівнює приблизно 300000 км/с. Через те, що γ -кванти не мають заряду, вони не зазнають уповільнювальної кулонівської взаємодії.

Усе ж таки для γ -квантів ефективна взаємодія може виявлятися вже на відстані десятих часток ангстрема ($1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$). Така взаємодія відбувається при прямому зіткненні γ -кванта з атомним електроном або ядром. γ -Квант своїм електромагнітним полем може взаємодіяти з електричними зарядами цих частинок і передати їм при цьому повністю або частково свою енергію.

Основні процеси, які призводять до втрати енергії γ -квантів, такі:

- фотопоглинання (фотоефект);
- комптонівське розсіювання;
- утворення електронно-позитронних пар.

Фотопоглинання (фотоефект) — процес передання всієї енергії γ -кванта електрону, як правило, K - або L -оболонки атома речовини, яку опромінюють. Кінетична енергія вибитого електрона (фотоелектрона) E_ϕ дорівнює різниці між енергією фотона та енергією зв'язку в атомі, наприклад, K -електрона:

$$E_\phi = E_\gamma - E_k.$$

Вакансія, що утворилась на K -оболонці, заповнюється електроном з одного з рівнів, що знаходиться вище. Енергія, що при цьому виділяється, може бути розсіяна у вигляді рентгенівського кванта або передана іншому електрону, який покине атом. Електрони, що покидають атом, називаються електронами Оже. В цьому полягає ефект Оже. На відміну від β -частинок, електрони Оже завжди мають дискретні значення енергії. Ймовірність випромінювання електронів Оже велика для відносно легких матеріалів ($Z < 33$), для важких матеріалів (атомів) збудження знімається випусценням характеристичного рентгенівського випромінювання.

Фотоефект є домінантним процесом передання енергії при проходженні квантів низької енергії через поглинач, що має відносно великий атомний номер. Зокрема, характеристичне випромінювання, що має, як правило, невелику енергію, поглинається за механізмом фотоефекту.

Комптонівське розсіювання — із підвищенням енергії γ -квантів ($> 0.6 \text{ MeV}$) основне значення при проходженні γ -квантів через речовину отримує ефект Комптона, або комптонівське розсіювання.

Комптонівським розсіюванням називається пружне розсіювання фотонів на «вільних» електронах. Строго кажучи, таких електронів у речовині немає, проте при $E_\gamma \gg E_{\text{вільн.е.}}$ електрон можна вважати практично вільним. Такими найчастіше є електрони, що знаходяться на зовнішніх електронних оболонках атомів. Електрон можна вважати вільним, якщо енергія γ -квантів у багато разів перевищує енергію зв'язку електрона. У результаті комптон-ефекту замість первинного фотона з енергією E_γ з'являється розсіяний фотон з енергією $E'_\gamma < E_\gamma$, а електрон, на якому відбулося розсіювання, набуває кінетичної енергії:

$$E_{e^-} = E_\gamma - E'_\gamma.$$

Процес комптонівського розсіювання полягає в тому, що фотон передає лише частину своєї енергії електрону, частіше за все слабо зв'язаному, який знаходиться на зовнішній електронній оболонці атома, а замість первинного γ -кванта з'являється розсіяний γ -квант із меншою енергією.

Імовірність комптонівського розсіювання пропорційна Z речовини поглиначі і зменшується зі зростанням енергії фотонів, але повільніше, ніж імовірність фотоефекту. При комптонівському розсіюванні переважає напрямок вильоту електронів віддачі вздовж первісного напрямку руху γ -кванта. Починаючи з енергії 0.6 MeV , комптонівське розсіювання, навіть при проходженні крізь шари важких елементів, переважає над фотоефектом. Явище Комптона також супроводжується іонізацією середовища, в якому поширюється гамма-випромінювання.

Утворення електрон-позитрон пари. Нарівні з фотоефектом і ефектом Комптона існує третій вид взаємодії γ -квантів із речовиною — утворення електрон-позитронної пари.

Утворення пари відбувається при взаємодії електромагнітного поля фотона з електричним полем ядра. При цьому фотон зникає, а його енергія перетворюється в енергію спокою двох нових частинок електрона і позитрона. Подальша анігіляція позитрона й електрона приводить до появи двох γ -квантів з енергією по 0.501 MeV кожен, які, у свою чергу, можуть бути поглинені речовиною за механізмом

фотоефекту або розсіятися на електродах. Імовірність утворення пар пропорційна Z^2 і зростає зі збільшенням E_γ . Цей процес може відбуватись, якщо енергія γ -квантів більше 1.02 MeV (маси спокою обох частинок).

Описані вище процеси приводять до ослаблення потоку γ -випромінювання.

Зменшення числа γ -квантів із паралельного пучка, що падає перпендикулярно поверхні поглинач, підпорядковується експоненціальному закону:

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}, \quad (4.10)$$

де I_0 — інтенсивність γ -випромінювання, виміряна за відсутності поглинач;

I_x — інтенсивність γ -випромінювання, виміряна з поглиначем;

x — товщина поглинач, см;

μ — лінійний коефіцієнт ослаблення γ -квантів, характерний для даного матеріалу поглинач, см^{-1} .

Відомо, що коефіцієнт ослаблення залежить як від енергії γ -квантів, так і від складу поглинаючої речовини. При цьому коефіцієнт ослаблення γ -квантів збільшується зі збільшенням густини поглинач за лінійним законом, тому відношення μ/ρ практично постійне. Вимірявши товщину поглинач в одиницях поверхневої густини $d = \rho \cdot x$ (г/см^2), отримаємо масовий коефіцієнт ослаблення

$\mu' = \mu/\rho$ ($\text{см}^2/\text{г}$). Тоді, логарифмуючи співвідношення для інтенсивностей, отримаємо:

$$\mu \cdot x = -\ln I_x + \ln I_0. \quad (4.11)$$

При графічному зображенні зв'язку між $\ln I_x$ і x отримаємо пряму, кутовий коефіцієнт якої дорівнює коефіцієнту ослаблення μ , котрий шукали.

Лабораторна робота 5

Визначення коефіцієнта ослаблення γ -променів ізотопу ^{137}Cs у різних поглиначах

Мета роботи: визначити коефіцієнт ослаблення γ -променів ізотопу ^{137}Cs в алюмінії та свинці.

Обладнання і матеріали: радіометрична установка з лічильником Гейгера-Мюллера, препарат ^{137}Cs , набір алюмінієвих і свинцевих поглиначів.

Порядок виконання роботи:

Увімкнути лічильну установку, перевірити її роботу, встановити робочу напругу й виміряти фон установки три рази по 100 с (I_ϕ). У свинцевий будиночок помістити джерело γ -випромінювання і виміряти швидкість рахунку за 100 с (I_0). Потім, розміщуючи між лічильником і джерелом пластинки різної товщини поглинача, виміряти швидкість рахунку (I_x) при частково поглинутому випромінюванні. Три рази по 30 с для кожної товщини поглинача.

Такі вимірювання виконати з алюмінієвими та свинцевими пластинками. Після закінчення вимірювань вимкнути установку і здати препарат.

Результати оформити у вигляді таблиці (табл. 4.4). Побудувати графіки залежності $\ln(I_x - I_\phi)$ від товщини поглинача x (см). За кутом нахилу графіків до осі абсцис визначають лінійні коефіцієнти поглинання μ (см^{-1}) для всіх досліджуваних у роботі матеріалів. Потім визначити масові коефіцієнти поглинання $\mu' = \mu/\rho$ ($\text{см}^2/\text{г}$).

Таблиця 4.4

Результати дослідження

Поглинач	Товщина поглинача, см	Швидкість рахунку I_x , імп/с	$I_x - I_\phi$	$\ln(I_x - I_\phi)$

$$\mu = \text{tg } \alpha \text{ (см}^{-1}\text{)}$$

$$\mu' = \mu/\rho \text{ (см}^2\text{/г)}$$

За рис. 4.2 знайти енергію $h\nu$ γ -квантів ізотопу ^{137}Cs та порівняти її з табличним значенням.

Примітка:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{Al}} &= 2.7 \text{ г/см}^3, \\ \rho_{\text{Fe}} &= 7.8 \text{ г/см}^3, \\ \rho_{\text{Pb}} &= 11.3 \text{ г/см}^3, \\ \rho_{\text{Cu}} &= 8.9 \text{ г/см}^3. \end{aligned}$$

Таблиця 4.5

Лінійні коефіцієнти передачі $\mu_{\text{п}}$ та лінійні коефіцієнти ослаблення μ у різних середовищах, см^{-1}

Енергія γ -квантів, MeV	Вода		Алюміній		Свинець	
	$\mu_{\text{п}}$	μ	$\mu_{\text{п}}$	μ	$\mu_{\text{п}}$	μ
0.1	0.0253	0.171	0.1002	0.444	24.494	60.0
0.2	0.0299	0.137	0.0742	0.323	6.645	11.8
0.5	0.0330	0.097	0.0775	0.228	1.022	1.72
1.0	0.0310	0.0706	0.0726	0.166	0.435	0.79
2.0	0.0260	0.0493	0.0613	0.117	0.218	0.51
5.0	0.0189	0.0302	0.0486	0.075	0.308	0.49
10.0	0.0154	0.0221	0.0451	0.062	0.372	0.60

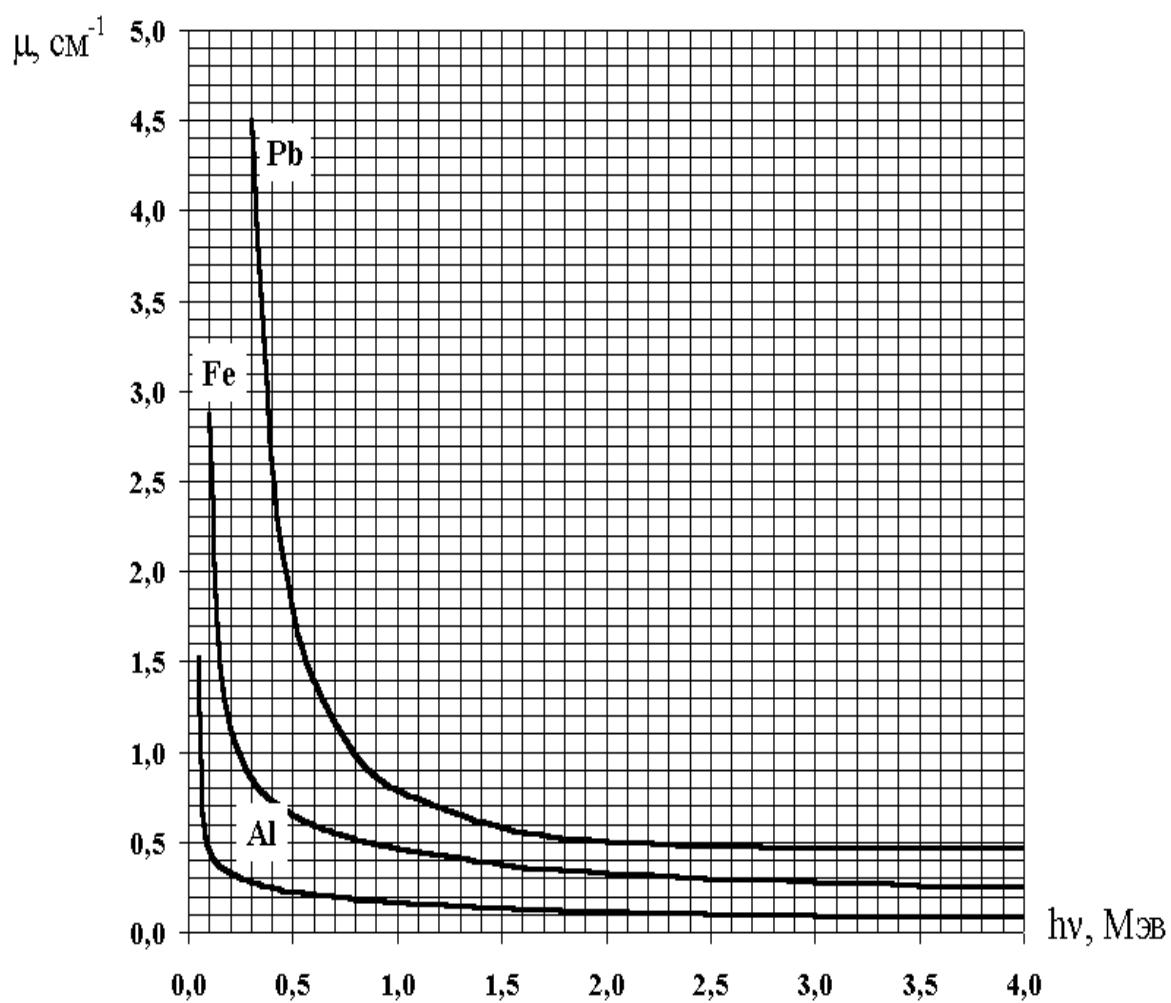


Рис. 4.4. Залежність лінійного коефіцієнта поглинання (μ , см^{-1}) від енергії γ -квантів (MeV)

Частина 2

Радіоекологія

5 Дозиметрія іонізуючих випромінювань

5.1 Основні поняття та одиниці дозиметрії

Найхарактернішою особливістю іонізуючих випромінювань є їхня надмірно висока біологічна небезпека.

Галузь радіоекології, яка встановлює взаємозв'язок величини поглиненої енергії з радіаційним ефектом, називається **дозиметрією**.

При кількісному дослідженні хімічної та біологічної дії іонізуючих випромінювань необхідно вміти визначати величину поглиненої в системі радіаційної енергії, яку зазвичай називають **дозою випромінювання**.

Як галузь науки дозиметрія виникла після відкриття рентгенівських променів та виявлення шкідливої біологічної дії цих променів на організм людини. У зв'язку із цим важливе значення має кількісна оцінка ступеня впливу іонізуючого випромінювання на різні об'єкти, в тому числі й на живі організми, а також установлення безпечних гранично допустимих рівнів (**доз**) опромінення.

Особливе значення має оцінка доз, які поглинені біологічною тканиною при її опроміненні, що перевищує допустимий рівень і може призвести до незворотних ушкоджень у тканинах та органах, а також викликати генетичні зміни.

Теоретичні засади всіх існуючих способів вимірювання дози випромінювання й активності ґрунтуються на вивченні механізму взаємодії випромінювання з речовиною.

Флора і фауна Землі постійно піддаються впливу іонізуючих випромінювань, доза від яких у десятки разів менша за гранично допустиму. З появою потужних штучних джерел іонізуючих випромінювань виникла необхідність створення спеціальних засобів захисту від них.

Дозиметрія має справу з такими фізичними величинами A_i , які пов'язані з радіаційним ефектом η .

Величини A_i , функціонально пов'язані з радіаційним ефектом η , називаються дозиметричними:

$$\eta = F(A_i). \quad (5.1)$$

Завданням дозиметрії іонізуючих випромінювань є вимірювання величини A_i для передбачення або оцінювання ефекту η .

Найбільш поширеними дозиметричними величинами є: поглинена доза (**D**), лінійна передача енергії (L_Δ), еквівалентна доза (**H**), коефіцієнт якості випромінювання (**Q**), експозиційна доза (**X**), керма (**G**), γ -стала (Γ_γ).

5.1.1 Лінійна передача енергії — ЛПЕ

ЛПЕ (L_Δ) дорівнює середній енергії dE , яку втрачає частинка при проходженні через середовище з передачею енергії менше Δ , на малому відрізку шляху dx , поділений на цей відрізок:

$$L_\Delta = (dE/dx)_\Delta. \quad (5.2)$$

Як одиниця вимірювання ЛПЕ використовується кілоелектронвольт на мікромметр води — кеВ/мкм H_2O .

Вибір води для вимірювання в ній ЛПЕ не випадковий. Він пов'язаний з тим, що вода становить значну частину маси біологічних об'єктів. Несприятливий біологічний ефект опромінення значною мірою залежить від процесів, що відбуваються у воді, яка входить до складу його організму. Лінійна передача енергії залежить від складу та густини речовини, в якій переміщується іонізуюче випромінювання, і для різних видів випромінювання ЛПЕ — різна. ЛПЕ є макроскопічною характеристикою якості випромінювання, тобто його біологічної ефективності.

5.1.2 Поглинена доза

Шкідлива дія іонізуючого випромінювання на організм людини в першу чергу зумовлена поглинанням енергії тканинами.

Тому основною величиною в дозиметрії для прогнозу або оцінки радіаційного ефекту є **поглинена доза D**.

Поглинена доза чисельно дорівнює відношенню кількості поглиненої енергії в елементарному об'ємі, віднесеному до одиниці маси речовини (тканини), яка опромінюється в цьому об'ємі.

$$D = \frac{dE_D}{dm} = \frac{dE_D}{\rho dV}. \quad (5.3)$$

У системі СІ одиницею вимірювання поглиненої дози є **грей (Гр)**.

Грей дорівнює поглиненій дозі іонізуючого випромінювання, при якій речовині масою 1 кг передається енергія 1 Дж.

$$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}. \quad (5.4)$$

Спеціальна одиниця поглиненої дози — рад (RAD — Radiation Absorbed Dose).

RAD відповідає поглиненню 100 ерг енергії будь-якого іонізуючого випромінювання 1 г опроміненої речовини.

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ ерг} = 10^{-2} \text{ Гр} = 10^{-2} \text{ Дж/кг}, \quad (5.5)$$

$$1 \text{ Гр} = 100 \text{ rad}. \quad (5.6)$$

Для характеристики розподілу випромінювання в часі використовують величину **потужності дози Р**.

Відношення приросту поглиненої дози до інтервалу часу dt , протягом якого воно відбувається, називається **потужністю поглиненої дози**.

$$P_D = \frac{dD}{dt}, \text{ (Дж/кг}\cdot\text{с, Гр/с)}. \quad (5.7)$$

5.1.3 Керма

Для визначення впливу на середовище побічно іонізуючого випромінювання (нейтрон, фотон, рентгенівські промені) вводиться поняття керми (kinetic energy released in material).

Керма — відношення суми початкових кінетичних енергій dE_k усіх заряджених іонізуючих частинок, утворених під дією побічно іонізуючого випромінювання в елементарному об'ємі речовини, до маси dm речовини в цьому об'ємі:

$$\Gamma = dE_k/dm. \quad (5.8)$$

Одиниця вимірювання керми збігається з одиницею вимірювання поглиненої дози, тобто в СІ — грей (Гр), позасистемна одиниця — рад.

Для характеристики дози за ефектом іонізації застосовують експозиційну дозу фотонного випромінювання.

5.1.4 Коефіцієнт якості випромінювання — Q

Для порівняння біологічних ефектів, викликаних різними видами випромінювання, введено поняття **ВБЕ (відносна біологічна ефективність)**.

ВБЕ — це відношення поглиненої дози (D_0) зразкового випромінювання (рентгенівське випромінювання з граничною енергією 200 кеВ), що викликає певний біологічний ефект, до

поглиненої дози даного випромінювання (D_x), що викликає той самий біологічний ефект:

$$\text{ВБЕ} = D_0/D_x. \quad (5.9)$$

Замість ВБЕ МКРЗ (Міжнародний комітет радіаційного захисту) ввів поняття **коефіцієнта якості випромінювання** — Q , що є по суті регламентованим значенням ВБЕ.

Таблиця 5.1

Коефіцієнти якості для різних видів випромінювання

№ п/п	Вид випромінювання	Q
1	Рентгенівське і γ -випромінювання	1
2	Бета-випромінювання, позитрони, електрони	1
3	Протони з енергією менше 10 МеВ	10
4	Нейтрони з енергією ≤ 20 кеВ	3
5	Нейтрони з енергією 2–20 МеВ	20
6	Альфа-випромінювання з енергією менше 10 МеВ	20
7	Важкі ядра віддачі	20

Це основна дозиметрична величина в галузі радіаційної безпеки, введена для оцінки можливої шкоди здоров'я людини від хронічного впливу випромінювання довільного складу.

5.1.5 Еквівалентна доза

Для оцінювання біологічного впливу (при опроміненні малими дозами, які не перевищують п'яти гранично допустимих доз) різних видів іонізуючих випромінювань у радіаційній безпеці введено поняття **еквівалентної дози** — H .

Еквівалентна доза є добутком поглиненої дози на коефіцієнт якості іонізуючого випромінювання в даному елементі об'єму біологічної тканини стандартного складу.

$$H = D \cdot Q \quad (5.10)$$

За одиницю еквівалентної дози в СІ береться **зіверт** (Зв).

Зіверт — така кількість енергії будь-якого виду випромінювання, поглиненої 1 кг біологічної тканини, при якій спостерігається такий же біологічний ефект, як і при поглиненій дозі в 1 Гр зразкового рентгенівського чи γ -випромінювання.

Спеціальна одиниця еквівалентної дози — **бер** (біологічний еквівалент поглиненої дози).

$$1 \text{ Зв} = 1 \text{ Гр} \cdot Q = 1 \text{ (Дж/кг)} Q = 100 \text{ бер}$$

$$1 \text{ бер} = 10^{-2} \text{ Зв}$$

Якщо поглинена доза виражає міру радіаційного впливу, то еквівалентна доза опромінення — міру очікуваного ефекту опромінення.

Поглинена та еквівалентна дози випромінювання є індивідуальними дозами.

Відношення приросту еквівалентної дози dH до інтервалу часу dt називається **потужністю еквівалентної дози**:

$$P_H = \frac{dH}{dt} \quad (5.11)$$

Під час роботи із джерелами іонізуючих випромінювань опромінення тіла людини може бути нерівномірним. Для оцінювання шкоди, нанесеної здоров'ю людини в результаті опромінення різних органів і тканин, які мають неоднакову сприйнятливість, вводиться поняття **ефективна еквівалентна доза**.

$$H_{\text{эфф.}} = \sum_i H_i W_i, \quad (5.12)$$

де H_i — середнє значення еквівалентної дози опромінення в i -му органі чи тканині;

W_i — ваговий коефіцієнт, який дорівнює відношенню шкоди опромінення i -того органу чи тканини людини до шкоди від рівномірного опромінення всього тіла людини при однакових еквівалентних дозах опромінення.

Для кількісної оцінки можливих стохастичних (імовірнісних) ефектів у результаті впливу іонізуючого випромінювання на групи людей вводиться поняття **колективна еквівалентна доза** — $H_{\text{кол.}}$.

$$H_{\text{кол.}} = \int_0^{H_{\text{max}}} N(H) dH, \quad (5.13)$$

де $N(H)$ — число осіб, які отримали еквівалентну дозу опромінення в межах доз від H до $H+dH$.

У випадку, коли відбувається опромінення населення всього земного шару від даного джерела (наприклад, проведення випробувань ядерної зброї в атмосфері або підприємств ядерно-енергетичного циклу), колективна доза називається глобальною.

Регіональна колективна доза — якщо вплив радіаційного фактора поширюється на населення певного регіону.

Важливо мати на увазі, що одні й ті ж люди або групи людей можуть знаходитися у сфері впливу кількох різних джерел (наприклад, природного радіаційного фону, глобальних радіоактивних випадіннь, медичного опромінення, викидів АЕС, професійного опромінення і т.ін.) і, отже, робити свій внесок у формування різноманітних колективних доз.

5.1.6 Експозиційна доза

Для характеристики дози за ефектом іонізації застосовують експозиційну дозу фотонного випромінювання.

Експозиційна доза фотонного випромінювання — це відношення сумарного заряду dq всіх іонів одного знаку, що виникають у повітрі при повному гальмуванні всіх вторинних електронів та позитронів, які були утворені фотонами в елементарному об'ємі повітря, до маси dm повітря в цьому об'ємі:

$$X = \frac{dq}{dm} = \frac{dq}{\rho dV}. \quad (5.14)$$

За одиницю експозиційної дози в системі СІ прийнято таку дозу, при якій всі електрони та позитрони, звільнені фотонами в повітрі масою 1 кг, виробляють іони, що несуть електричний заряд в 1 кулон кожного знаку (Кл/кг).

За наявності точкового джерела γ -випромінювання певної інтенсивності експозиційна доза лінійно зростає із часом експозиції (t). Крім того, доза зменшується пропорційно квадрату відстані (R^2) від джерела випромінювання і пропорційна активності випромінювача A :

$$\tilde{O} = \Gamma_{\gamma} \frac{At}{R^2}. \quad (5.15)$$

Коефіцієнт пропорційності Γ_{γ} (**гамма-стала**). Гамма-сталою радіонукліда (Γ_{γ}) називається потужність експозиційної дози в повітрі, яка створюється γ -випромінюванням точкового ізотропного радіонуклідного джерела активністю A — 1 Бк (1 мКі) на відстані $r = 1$ м (1 см) від нього без початкової фільтрації випромінювання $[(a\Gamma r \cdot m^2)/(c \cdot \text{Бк})]$ або $[(P \cdot \text{см}^2)/(\text{год} \cdot \text{мКі})]$. Наприклад, для ^{60}Co $\Gamma_{\gamma} = 2.54 \cdot 10^{-13}$ Кл/кг·м²).

Поняття «експозиційна доза» введене тільки для фотонного випромінювання з енергією 1 кеВ-3 МеВ.

На практиці часто використовується спеціальна одиниця вимірювання експозиційної дози — рентген (Р).

Співвідношення між Р и Кл/кг таке:

$$1 \text{ Р} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}; 1 \text{ Кл/кг} = 3876 \text{ Р}.$$

Отримане значення значно перевищує смертельну дозу, що відповідає однократному зовнішньому опроміненню всього тіла (600 Р), тому застосування спеціальної одиниці експозиційної дози (Р) є більш зручним. Крім того, практично всі наявні в даний час дозиметри калібровані саме в цих одиницях.

Відношення прирощення експозиційної дози до інтервалу часу dt , за який воно відбувається, називається **потужністю експозиційної дози**:

$$P_x = \frac{dX}{dt}. \quad (5.16)$$

Поглинена доза та експозиційна доза мають різний фізичний зміст. Розмірності їх одиниць також не однакові. Експозиційна доза визначається за допомогою іонізаційних методів. Вона характеризує енергію, що передається фотонами зарядженим частинкам, які утворюються в опроміненому середовищі. Зв'язок між поглиненою та експозиційною дозою:

$$1 \text{ Гр} \approx 100 \text{ Р} \approx 2.58 \cdot 10^{-2} \text{ Кл/кг}. \quad (5.17)$$

1 Кл/кг еквівалентний 38.7 Гр в повітрі або 37.2 Гр в біологічній тканині.

Підкреслюємо, що в загальному випадку енергетичний еквівалент експозиційної дози залежить від природи, складу середовища та енергії фотонного випромінювання.

Гранично допустима тижнева доза для людини, яка щодня піддається опроміненню, в даний час прийнята 1 мГр в тиждень для β - і γ -випромінювань, що відповідає 0.2 мГр/добу (при 5-ти денному робочому тижні). Для осіб, які не працюють із випромінюванням, ці величини треба зменшити в 10 разів, тому що ці люди не піддаються систематичному контролю.

Для вимірювання експозиційної дози або потужності дози рентгенівського або γ -випромінювання, поглиненої дози або

потужності поглиненої дози іонізуючих випромінювань використовують спеціальні прилади — **дозиметри**.

Залежно від призначення дозиметри поділяють на три групи:

- кишенькові прилади для індивідуального контролю;
- переносні прилади для групового дозиметричного та радіаційно-технологічного контролю;
- стаціонарні установки для безперервного дозиметричного та радіаційно-технологічного контролю у фіксованих точках.



Рис. 5.1.
Геологорозвідувальний прилад
СРП 68-01

Найбільш чутливим із переносних дозиметрів є сцинтиляційний геологорозвідувальний прилад СРП 68-01 (рис. 5.1), призначений для вимірювання потужності експозиційної дози γ -випромінювання в діапазоні 0-3000 мкР/год. У ньому використовується сцинтиляційний детектор із кристалом NaI (Tl) і ФЕП.

5.2 Сцинтиляційний метод реєстрації ядерних випромінювань

Сцинтиляційний метод належить до числа найбільш старих методів реєстрації ядерних випромінювань. Він базується на використанні явища світлових спалахів, що виникають у люмінофорах під дією випромінювання. Саме цю методику використовував Е. Резерфорд та його співробітники у своїх знаменитих дослідках із розсіювання α -частинок.

Поглинання енергії речовиною та її подальше випускання у вигляді видимого або близького до видимого випромінювання відомо як **люмінесценція**. Причинами, що викликають люмінесценцію, можуть бути світло, нагрівання, механічні напруги, хімічні реакції та вплив заряджених частинок на речовину — **люмінофор**. Спалахи світла, викликані проходженням через люмінофор ядерної частинки або γ -кванта, отримали назву **сцинтиляції**, а люмінофори, які використовуються для цих цілей, називають **сцинтиляторами**.

У зв'язку з великими успіхами в розробці та вдосконаленні лічильників Гейгера-Мюллера метод сцинтиляцій був упродовж 10-

15 років майже забутий. Однак завдяки відкриттю та розробці фотоелектронних помножувачів (ФЕП) виявилася можливою реєстрація слабких, невидимих оком сцинтиляцій, викликаних електронами. Із цього моменту почався період відродження сцинтиляційної техніки.

Сцинтиляційний метод на сьогодні є одним із найбільш поширених способів реєстрації та спектрометрії ядерних випромінювань. Сцинтиляційні детектори використовуються в ядерній фізиці для вивчення спектрів випромінювань радіоактивних ізотопів, для вимірювання часів життя збуджених станів атомних ядер, для вивчення космічних випромінювань як у наземних лабораторіях, так і на супутниках землі.

За допомогою сцинтиляційного методу виявлено нейтрино. Широке застосування знайшла сцинтиляційна техніка в геології, медицині та ін.

Використання ФЕП дає можливість провести реєстрацію окремих світлових імпульсів, викликаних проходженням через сцинтилятор α -, β - або γ -кванта, завдяки цьому сцинтиляційні детектори можна використовувати в реєструючих системах диференціального типу. Детектор випромінювання в цьому випадку називають сцинтиляційним лічильником (рис. 5.2).

Електричний імпульс реєструється звичайними радіотехнічними засобами (електронний реєстратор або амплітудний аналізатор імпульсів).

Зараз існує багато різних видів сцинтиляторів у твердому, рідкому та газоподібному стані. В радіометрії та спектрометрії ядерних частинок і γ -квантів використовують неорганічні та органічні твердотільні і рідкі сцинтилятори.

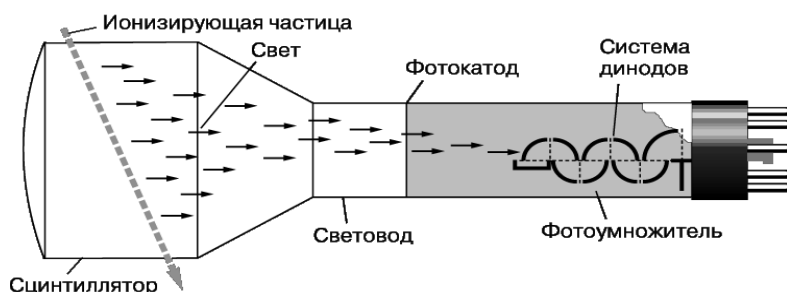


Рис. 5.2.
Сцинтиляційний
детектор
випромінювань

Здебільшого як **неорганічний сцинтилятор** використовуються неорганічні монокристали (табл. 5.2). Кристали, які використовуються як сцинтилятори, повинні флуоресцювати, тобто

висвітлення збуджених станів у них має відбуватися одразу після збудження. Процес висвітлення, що пов'язаний з безпосереднім переходом електронів із зони провідності у валентну зону, називається флуоресценцією.

Таблиця 5.2

Неорганічні сцинтилятори та їх основні характеристики

Сцинтилятори	Основні характеристики				
	Густина, г/см ³	Ефективний атомний номер	Час висвічування, нс	λ_{max} висвічування, нм	Коефіцієнт ефективності (стосовно антрацену)
NaI(Tl)	3.67	50	500	410	2.0
CsI(Tl)	4.51	54	400-700	560	0.6
KI(Tl)	3.13	49	1000	410	
LiI(Sn)	4.06	52	1200	450	0.2
ZnS(Ag)	4.09	27	1000	450	2.0

У неорганічних кристалах процес генерації фотонів пов'язаний з їх зонною структурою. Для збільшення світловиходу в кристал

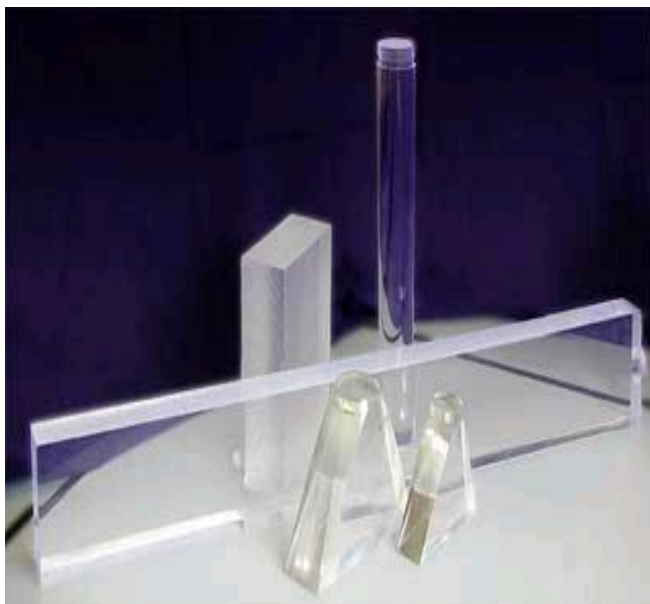


Рис. 5.3. Органічні сцинтилятори

вводять так званий **активатор** (або допант). Завдяки наявності домішок активуючої речовини в кристалічній матриці (наприклад, Tl у кристалах NaI або Ag у кристалах ZnS), у широкій забороненій зоні діелектричного кристала з'являються домішкові рівні енергії — центри люмінесценції. При попаданні в них носіїв зарядів, що створені первинною частинкою, відбувається рекомбінація, яка супроводжується випусканням

фотонів. Домішки становлять соті частки відсотка. Сцинтилятори, які світяться без активатора, називаються власними.

Органічні сцинтилятори зазвичай є дво- трикомпонентними сумішами (рис. 5.3, табл. 5.3). Первинні центри флуоресценції збуджуються в них за рахунок втрати енергії частинками, що налітають. При розпаді цих збуджених станів випромінюється світло в ультрафіолетовому діапазоні довжин хвиль. Довжина поглинання цього ультрафіолету, проте, вельми мала: центри флуоресценції непрозорі для їхнього власного випроміненого світла. Виведення світла здійснюється додаванням до сцинтилятора другого компонента, що поглинає первинно випромінене світло і перевипромінює його ізотропно з великими довжинами хвиль (так званого зміщувача спектра, або **шифтера**).

Дві активні компоненти в органічних сцинтиляторах або розчиняються в органічній рідині, або змішуються з органічним матеріалом так, щоб утворити полімерну структуру. За такої технології можна виробляти рідкий або пластиковий сцинтилятор будь-якої геометричної форми. У більшості випадків виготовляються листи сцинтилятора завтовшки від 1 до 30 мм.

Органічні сцинтилятори мають набагато менші часи висвітлення (порядку одиниць — десятків наносекунд) порівняно з неорганічними, але мають менший світловихід.

Таким чином, сучасний сцинтиляційний детектор (рис. 5.2) складається з речовини, яка люмінесціює (сцинтилятора), і фотоелектронного помножувача (ФЕП).

Розглянемо процес реєстрації випромінювання за допомогою установки зі сцинтиляційним детектором (рис 5.4).

Кванти світла (фотони), які виникають у матеріалі сцинтилятора (3), потрапляють у фотокатод ФЕП (4). Для збільшення частки світла, що передається від місць виникнення фотонів у сцинтиляторі до фотокатода, сцинтилятор оточують рефлектором (2), виготовленим, наприклад, із α -оксиду алюмінію.

ФЕП (5) перетворює спалах світла в електричний імпульс, який посилюється лінійним підсилювачем (7) і потрапляє в дискримінатор (8). Дискримінатор (8) пропускає через себе електричні імпульси, амплітуда яких більша від порога дискримінації, тобто більша від певної напруги, встановленої на цьому приладі. Імпульси, які пройшли через дискримінатор, потрапляють в електронний блок реєстрації (9). Джерелом високовольтної постійної напруги, необхідної для роботи ФЕП і підсилювача, служить блок живлення (6).

Світлові імпульси виникають у сцинтиляторі тільки під дією заряджених частинок.

У разі реєстрації γ -квантів світловий імпульс виникає під дією електронів, що утворюються в сцинтиляторі за механізмами фотоефекту, компонованого розсіювання та утворення пар електрон-позитрон.

Під час руху через сцинтилятор заряджена частинка витрачає енергію на іонізацію і збудження молекул і атомів навколишнього середовища. Енергія іонізації частково перетворюється на теплову енергію, частково висвічується у вигляді квантів електромагнітного випромінювання.

Сцинтиляційні детектори мають низку цінних властивостей. Вони мають високу ефективність реєстрації як заряджених, так і незаряджених частинок.

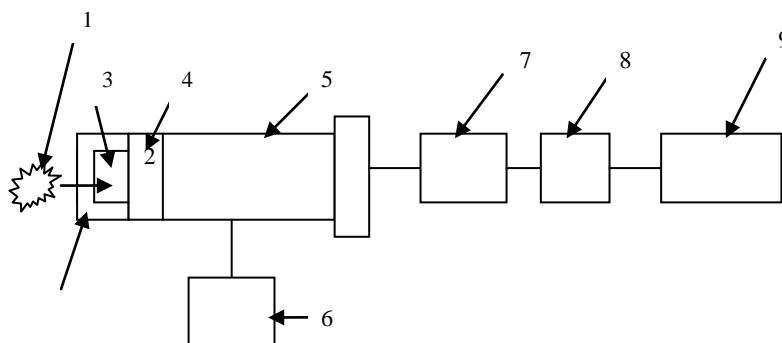


Рис. 5.4. Блок-схема зі сцинтиляційним лічильником

- 1 – ядерне випромінювання; 2 – рефлектор світла; 3 – сцинтилятор;
4 – фотокатод ФЕП; 5 – ФЕП; 6 – джерело високовольтної напруги;
7 – передпідсилювач; 8 – дискримінатор, що формує каскад електронів;
9 – електронний реєструвальний пристрій

Сцинтилятор як детектор випромінювання тим кращий, чим більшу ефективність перетворення енергії ядерних частинок у фотони він забезпечує.

Незаперечною перевагою сцинтиляційних детекторів є їх висока ефективність при реєстрації γ -квантів і нейтронів, що досягається за рахунок можливості отримання сцинтиляторів великих розмірів. Наприклад, в експериментах з реєстрації нейтрино об'єм рідкого сцинтилятора дорівнював 5000 дм³.

Ефективність реєстрації заряджених частинок і м'яких γ -квантів становить 100%, а для γ -квантів середніх і високих енергій — 20-50%. Незаряджені частинки детектуються за продуктами їхньої взаємодії із середовищем: γ -кванти — за вторинними електронами і позитронами, нейтрони — за протонами віддачі або продуктами ядерних реакцій.

Сцинтилятори різняться між собою за **тривалістю періоду висвічування фотонів**. Чим менша тривалість висвічування, тим менший дозвільний час сцинтиляційного лічильника (одна з його переваг). Дозвільний час сцинтиляційного лічильника становить 10^{-7} - 10^{-10} с, у той час як у лічильниках Гейгера-Мюллера — 10^{-4} - 10^{-6} с.

Таблиця 5.3

Органічні сцинтилятори та їх основні характеристики

Сцинти- лятор	Основні характеристики				
	Густина, г/см ³	Ефективний атомний номер	λ_{max} , висвічування нм	Час висвічування нс	Світловихід (відносно NaI)
Антрацен (кристал)	1.25	5.8	440	25-30	0.5
Нафталін (кристал)	1.15	5,8	348	70-80	0.12
Стильбен	1.16	5.7	410	4-8	0.4-0.7
р-н Терфеніл	0.9	4	440	5	0.25

Важлива особливість сцинтиляційних детекторів полягає в тому, що величина реєстрованого ними фону збільшується зі зростанням напруги, що подається на ФЕП, дуже швидко, так що в деякій області напруг швидкість рахунку фону $I_{\text{ф}}$ стає вищою, ніж швидкість рахунку радіоактивного препарату за вирахуванням фону.

Фон сцинтиляційного лічильника зумовлений, **по-перше**, тими ж причинами, що вказані при обговоренні фону газових лічильників, **по-друге**, наявністю в ФЕП **темнового струму** і, **по-третє**, існування в ряді сцинтиляторів явища **післясвітіння**. Фон сцинтиляційних лічильників вищий, ніж у газових лічильників.

Як **лічильну характеристику сцинтиляційних детекторів** доцільно розглядати залежність швидкості рахунку радіоактивного

препарату без фону I від напруги на ФЕП. Потім будують графік залежності I від напруги. При кожній напрузі, що подається на ФЕП, вимірюють фон і віднімають його із сумарної швидкості рахунку. Дуже часто на лічильній характеристиці сцинтиляційного лічильника плато виявити не вдається, оскільки зі збільшенням напруги на ФЕП збільшується величина темнового струму.

Вид лічильної характеристики залежить від матеріалу й розміру сцинтилятора, а також від типу реєстрованого випромінювання.

Якщо енергія β -випромінювання достатньо велика й амплітуда імпульсів, зумовлених їх проходженням через сцинтилятор, у середньому значно вища, ніж амплітуда імпульсів, зумовлених темновим струмом, то на лічильній характеристиці можна визначити область плато.

При реєстрації γ -квантів лічильна характеристика може мати плато, коли енергія γ -квантів досить велика і використовується сцинтилятор настільки великих розмірів, що γ -кванти практично повністю в ньому поглинаються.

Вибір робочої напруги на ФЕП за наявності плато не є складним і визначається так само, як у газових лічильників. Складніша справа, коли на лічильній характеристиці немає плато.

У цих випадках для вибору робочої напруги застосовують спеціальні критерії. Іноді, наприклад, оптимальними вважаються такі умови реєстрації (зокрема таку напругу на ФЕП), при яких досягають максимуму функції I^2/I_{ϕ} . Установивши обрані значення коефіцієнта посилення і порога дискримінації, визначають величини I_i і I_{ϕ} при різних напругах на ФЕП. Розраховують величини $I = I_i - I_{\phi}$. За отриманими даними будують графік залежності величини I^2/I_{ϕ} від напруги на ФЕП. Напругу, отриману на максимумі кривої, беруть за робочу напругу.

Установивши робочу напругу на ФЕП, переходять до **визначення оптимального порога дискримінації**. Для цього можна скористатися тією ж функцією, яка використана при виборі робочої напруги на ФЕП.

Установивши вибрану раніше робочу напругу на ФЕП і підсилення, визначають величини I_i і I_{ϕ} при різних значеннях порога дискримінації. За отриманими даними будують відповідні криві і з них знаходять оптимальне значення порога дискримінації.

Оптимальний режим роботи сцинтиляційних лічильників змінюється залежно від типу та енергії ядерного випромінювання.

Якщо лічильна характеристика не має плато, то для отримання відтворюваних даних потрібна хороша стабілізація високої напруги, що подається на ФЕП.

Як уже зазначалося вище, одна з найбільш важливих особливостей сцинтиляційних детекторів полягає в можливості визначення енергії реєстрованого випромінювання. Для такого визначення використовують криві диференціального амплітудного розподілу імпульсів на виході помножувача. Установки такого типу знайшли широке застосування як спектрометри і β -, і γ -випромінювання.

Завдяки високій ефективності реєстрації різних частинок і випромінювань, а також швидкодії, сцинтиляційні спектрометри знайшли широке застосування в ядерній спектроскопії та спектроскопії частинок високих енергій.

У той же час в області малих енергій (<1 MeV) сцинтиляційні спектрометри в енергетичному дозволі поступаються пропорційним лічильникам і напівпровідниковим детекторам.

Лабораторна робота 6

Дозиметрія іонізуючого випромінювання

Обладнання та матеріали: дозиметр СРП 68-01, джерело іонізуючого випромінювання (^{60}Co , ^{137}Cs).

1. Визначення гранично допустимого часу перебування людини в полі γ -випромінювання

Мета роботи:

Визначити за допомогою дозиметра потужність дози на різних відстанях від джерела γ -випромінювання.

Знайти гранично допустимий час перебування на різних відстанях від джерела γ -випромінювання.

Порядок виконання роботи:

Ознайомитися з інструкцією з експлуатації дозиметра СРП 68-01.

За допомогою дозиметра виміряти потужність експозиційної дози на різних відстанях від джерела.

Експозиційна доза і час опромінення пов'язані співвідношенням:

$$X = P_X \cdot t_X, \quad (5.18)$$

де P_X — потужність експозиційної дози, створювана джерелом випромінювання.

Оскільки гранично допустима доза (ГДД) за робочий день (при 6-ти годинному) становить 0.2 мГр (0,02 Р), гранично допустимий час перебування людини в полі γ -випромінювання може бути розрахований таким чином:

$$t_{\text{пр}} = X_{\text{ГДД}}/P_x = 0,02/P_x. \quad (5.19)$$

За формулою (5.19) розрахувати час, протягом якого людина може перебувати на обраних відстанях від джерела.

Результати оформити у вигляді таблиці 5.4.

Таблиця 5.4

Відстань від джерела (м)	Потужність дози (мкР/год)	Час перебування (год)
0.05		
0.1		
0.5		
1		
1.5		
2		

2. Визначення активності препаратів γ -випромінювання за потужністю дози

Мета роботи: розрахувати активність джерела іонізуючого випромінювання.

Порядок виконання роботи:

Якщо відомо потужність дози, що створюється джерелом іонізуючого випромінювання, та відстань від джерела до дозиметра, зі співвідношення (5.20) легко розрахувати активність джерела випромінювання:

$$A = P \frac{r^2}{\Gamma_\gamma}, \quad 5.20$$

де A — активність джерела випромінювання в мКі; r — відстань від дозиметра до препарату в см; Γ_γ — γ -стала препарату $[(P \cdot \text{см}^2)/(\text{год} \cdot \text{мКі})]$; P — потужність дози в Р/год.

Використовуючи дані про потужності дози із завдання 1, розрахувати активність джерела для відстані 0.05 м. Порівняти отримані дані.

3 Розрахунок товщини захисного екрана

Мета роботи: розрахувати необхідну для роботи товщину захисного екрана зі свинцю.

Порядок виконання роботи:

Одним із важливих практичних завдань дозиметрії є розрахунок захисту зі свинцю, який послабив би γ -випромінювання до допустимого рівня.

Ослаблення інтенсивності моноенергетичного γ -випромінювання впливає з експоненціального закону:

$$I_1 = I_0 e^{-\mu l}, \quad (5.21)$$

де I_0 — інтенсивність γ -випромінювання за відсутності екрана;

I_1 — інтенсивність випромінювання, що пройшло через захисний екран товщиною l (см); μ — лінійний коефіцієнт послаблення γ -випромінювання, см^{-1} .

Оскільки при проходженні через речовину вузького пучка γ -квантів спектральний склад γ -випромінювання не змінюється. Ослаблення дози, створюваної кожною групою моноенергетичних квантів вузького пучка, також підпорядковується експоненціальному закону.

$$D_1 = D_0 e^{-\mu l}, \quad (5.22)$$

де D_1 — доза, створювана вузьким пучком γ -квантів за захисним екраном товщиною l ; D_0 — доза за відсутності екрана.

Виходячи з того, що гранично допустима потужність дози (ГДД) становить 0.8 мкР/с ($D_1 = \text{ГДД}$), визначити товщину захисту свинцевого екрана при роботі із джерелом ^{137}Cs з потужністю дози (D_0) 8 Р/год , використовуючи рівняння (5.22).

Лінійний коефіцієнт ослаблення γ -випромінювання ^{137}Cs з енергією 0.7 MeV у свинці - $\mu = 1.25 \text{ см}^{-1}$.

$$\Gamma_{\gamma(^{137}\text{Cs})} = 3.2 \frac{P \cdot \text{см}^2}{\text{год} \cdot \text{мКи}}.$$

6 Радіоактивні нукліди в навколишньому середовищі та методи їх визначення

Вивчення радіоактивності навколишнього середовища — одне з найважливіших завдань радіохімії та радіоекології з двох причин.

По-перше, людина як біологічний об'єкт та його навколишнє біологічне середовище не байдужі до дії ядерних випромінювань. Численні дані свідчать про різноманітні соматичні (тілесні) і генетичні зміни, що проходять у живих організмах у результаті їх впливу.

По-друге, ці дослідження служать джерелом відомостей про навколишнє середовище. Визначення радіоактивного забруднення середовища, спостереження за шляхами поширення різних радіонуклідів, вивчення їх міграції за харчовими ланцюгами і проникнення до організму тварин і людей, дослідження вмісту радіонуклідів в об'єктах навколишнього середовища є завданням одного з важливих розділів радіоекології.

Джерелами радіоактивного забруднення навколишнього середовища можуть бути:

- заводи з переробки уранових і торієвих руд;
- заводи з виробництва ядерного пального;
- ядерні реактори;
- заводи з регенерації ядерного пального;
- аварії на підприємствах ядерного паливного циклу;
- ядерні вибухи.

Найбільшу небезпеку з γ -випромінювальних радіонуклідів для людини становлять такі радіонукліди: ^{137}Cs , ^{131}I , ^{226}Ra і продукти його розпаду. Радіонукліди в об'єктах довкілля містяться в мізерно малих кількостях (субмікрокількостях), тому для визначення їхнього змісту розроблені спеціальні методи.

Широкого застосування для визначення вмісту радіонуклідів в об'єктах навколишнього середовища набули два методи — радіохімічний і спектрометричний. Радіохімічний метод передбачає велику кількість послідовних операцій виділення, поділу й концентрування, що дозволяє виділити досліджуваний радіонуклід у радіохімічно чистому стані. Радіохімічний аналіз вважається арбітражним, проте, він дуже трудомісткий і тривалий. Наприклад, при визначенні ^{90}Sr радіохімічним методом результат може бути отриманий тільки через 2 тижні.

Тому сьогодні для визначення вмісту γ -випромінювальних радіонуклідів у пробах об'єктів довкілля широко застосовується γ -спектрометричний метод аналізу, перевагою якого, порівняно з радіохімічним, є менша трудомісткість і експресність.

6.1 Гамма-спектрометрія

Як уже було розглянуто раніше, після радіоактивного перетворення атомне ядро кінцевого продукту часто виявляється в збудженому стані. Перехід ядра із цього стану на більш низький енергетичний рівень супроводжується випусканням γ -квантів. Ядро може переходити зі збудженого стану до основного різними шляхами. При цьому для кожного шляху виділяються γ -кванти різних енергій. Імовірність реалізації кожного шляху розпаду також різна і визначається характеристиками збуджених станів. **Енергії і квантові виходи γ -випромінювання, що випускається при розпаді радіонукліда, залежать тільки від характеристик ядер і не залежать від хімічного складу сполуки, до якої входить радіонуклід, від температури, тиску і т. ін.**

Таким чином, енергія γ -квантів, які супроводжують розпад, визначає тип радіонукліда, а їх інтенсивність визначає їх активність. Отже, γ -спектр є своєрідним «паспортом» радіонукліда. Тому гамма-спектрометрія — визначення енергетичного спектра γ -квантів, що випускаються досліджуваною речовиною — найбільш універсальний метод ідентифікації радіонуклідів у пробах різного складу. Ця особливість γ -випромінювання лежить в основі методів визначення активності радіонуклідів за спектрами γ -випромінювання, які були виміряні.

Вимірюючи енергію та інтенсивність γ -квантів, можна однозначно ідентифікувати γ -випромінювальні радіонукліди за зразком і досить точно визначити абсолютні значення їх активностей.

Для використання γ -спектрометрії в практичних цілях необхідно знати, як γ -кванти взаємодіють із речовиною, яким чином здійснюється перетворення енергії γ -квантів в електричний сигнал, як відбувається його посилення і реєстрація в числовому вигляді.

Сьогодні в γ -спектрометричному методі аналізу радіонуклідного складу об'єктів навколишнього середовища переважно використовують детектори двох типів: сцинтиляційні і

напівпровідникові. Сцинтиляційні детектори та принцип реєстрації за допомогою них описаний раніше в роботі 5.

Розглянемо основні характеристики напівпровідникових детекторів і принцип реєстрації гамма-квантів за їх допомогою.

6.2 Напівпровідникові детектори

6.2.1 Структура напівпровідників

В основі роботи напівпровідникових детекторів лежить зонна теорія і теорія переносу заряду в напівпровідниках.

Зонна теорія твердих тіл дозволяє пояснити властивості металів, ізоляторів і напівпровідників з єдиної точки зору. Відповідно до цієї теорії у твердих тілах всі атоми знаходяться на певних місцях, відхилятися від яких вони не можуть. Структура внутрішніх електронних оболонок у таких зв'язаних атомів практично така ж, як і у вільних, тоді як зовнішні оболонки, що здійснюють зв'язок атомів між собою, істотно змінюються. Можливі орбіти електронів пролягають по всьому об'єму твердого тіла. Відповідні їм енергетичні рівні заповнюють майже безперервно деякі інтервали значень енергії, утворюючи **дозволені й заборонені енергетичні зони**. У проміжках між енергетичними зонами, у так званих заборонених зонах, знаходяться значення енергій, які електрон твердого тіла мати не може. На кожній орбіті або, як заведено, на кожному рівні енергетичної зони, згідно з принципом Паулі, може перебувати не більше 2 електронів (до того ж, два електрони на одній орбіті повинні мати протилежні спіни). При 0 К електрони займають послідовно енергетичні рівні, починаючи з найнижчого. Остання з енергетичних дозволених зон, що містять електрони, називається валентною зоною, бо в ній розташовані валентні електрони атомів, з яких складається тверде тіло.

Якщо в деякому кристалі одна з дозволених зон повністю заповнена електронами (це так звана валентна зона), а наступна за нею — абсолютно порожня (зона провідності), то електрони в такому кристалі не можуть отримувати енергію малими порціями. При цьому вони потрапляють до забороненої зони і не можуть переносити енергію. Іншими словами, електрони в такому кристалі не можуть рухатися, тобто кристал не може проводити струм. Такі речовини називаються **ізоляторами**.

Для того щоб через ізолятор пішов струм, його треба сильно нагріти або прикласти до нього дуже сильне електричне поле. За цих умов окремі електрони можуть отримувати від зовнішнього джерела енергію, достатню для подолання забороненої зони і переходу в зону провідності. Там вони поведуться так само, як і в металі, в результаті цього через речовину йтиме електричний струм. Під дією зовнішнього поля, коли воно досягне потрібного значення, цей процес подібний до потужної лавини – в ізоляторі відбувається пробій.

У металах у найвищій зоні, де є електрони, також багато вільних місць. Тому тут електрони можуть отримувати енергію будь-якими порціями, а отже, і рухатися в будь-яких напрямках, проводячи електричний струм. Такі речовини називаються **провідниками**.

Ізолятори й провідники мають дуже відмінні значення питомих опорів: від 10^{10} – 10^{16} Ом·см у перших і до 10^2 – 10^{-6} Ом·см у других. У проміжку між ізоляторами і провідниками лежить третя група речовин, які називаються **напівпровідниками**.

Розміщення електронів по зонах в напівпровідників таке ж, як в ізоляторів, але ширина забороненої зони дуже мала, тому електрони відносно легко можуть перескакувати з валентної зони в зону провідності й брати участь в утворенні електричного струму. Більше того, при потраплянні електрона до зони провідності у валентній зоні залишається позитивний іон, який можна розглядати як «дірку» в суцільно первісному безлічі електронів. Під дією зовнішнього поля електрон сусіднього атома може перейти до цього позитивного іона, нейтралізувати його, а сусідній атом при цьому перетвориться на іон. Таким чином, хоча всі атоми залишилися на своїх місцях, дірка виявилася на новому місці, змістилася в бік, протилежний руху електрона. Цей процес буде відбуватися і далі, поки дірка не дійде до катода. Тому дірки можна розглядати як позитивно заряджені частинки, здатні рухатися під дією зовнішнього поля і робити свій внесок в утворення електричного струму. Провідність напівпровідників описаного типу називається власною провідністю напівпровідника. **Власна провідність** зумовлена рухом електронів у зоні провідності та рухом дірок у валентній зоні.

Зазвичай більше значення, ніж власна провідність, має **домішкова провідність**, викликана малими домішками або дефектами кристалічної структури. При цьому створюються локальні енергетичні рівні всередині забороненої зони. Домішки і дефекти

поділяються на донори й акцептори. Якщо домішкові атоми (**донори**) легко віддають електрони в зону провідності, тіло є електронним, або **n-провідником**. Термін «n-тип» походить від слова «negative», що позначає негативний заряд основних носіїв. Цей вид напівпровідників має домішкову природу. У чотиривалентний напівпровідник (наприклад, кремній) додають домішку п'ятивалентного напівпровідника (наприклад, миш'яку). У процесі взаємодії кожен атом домішку вступає в ковалентний зв'язок з атомами кремнію. Однак для п'ятого електрона атома миш'яку немає місця в насичених валентних зв'язках, і він переходить на дальню електронну оболонку. Там для відриву електрона від атома потрібна менша кількість енергії. Електрон відривається і перетворюється на вільний. У цьому разі перенесення заряду здійснюється електроном, а не діркою, тобто даний вид напівпровідників проводить електричний струм подібно до металів. Домішки, які додають у напівпровідники, внаслідок чого вони перетворюються на напівпровідники **n-типу**, називаються **донорними**.

Якщо домішкові атоми (**акцептори**) легко приєднують електрони, створюючи дірки у валентній зоні, то тіло є **дірковим**, або **p-провідником**. Термін «p-тип» походить від слова «positive», що позначає позитивний заряд основних носіїв. Цей вид напівпровідників, крім домішкової основи, характеризується дірковою природою провідності. У чотиривалентний напівпровідник (наприклад, до кремнію) додають невелику кількість атомів тривалентного елемента (наприклад, індію). Кожен атом домішки встановлює ковалентний зв'язок із трьома сусідніми атомами кремнію. Для встановлення зв'язку з четвертим атомом кремнію в атома індію немає валентного електрона, тому він захоплює валентний електрон із ковалентного зв'язку між сусідніми атомами кремнію і стає негативно зарядженим іоном, унаслідок цього утворюється дірка. Домішки, які додають у цьому випадку, називаються **акцепторними**.

Робота більшості напівпровідникових приладів забезпечується домішковим механізмом провідності, у зв'язку із цим власна провідність напівпровідників має бути малою. Ця вимога зазвичай визначає максимально допустиму температуру експлуатації приладів (зі зростанням температури власна провідність зростає). Уведенням тих чи інших строго дозованих домішок у напівпровідники можна створювати напівпровідники певного типу (**p** або **n**).

Для практичного використання дуже важливою є можливість створення перехідного шару, так званого **p — n**-переходу, де стикаються або безпосередньо переходять одна до другої області провідності різних типів — діркова та електронна. Оскільки в **p**-області концентрація дірок вища, ніж у **n**-області, відбувається дифузія дірок із **p**-області та електронів із **n**-області. На межі областей із **p**- і **n**-провідністю утворюється подвійний шар просторового заряду, і електрична різниця потенціалів, що виникає, перешкоджає подальшій дифузії основних носіїв струму. Фізичною основою більшості застосувань напівпровідників є електронні процеси, що відбуваються в цій перехідній області, наприклад генерація (виникнення пари: електрон провідності — дірка) або рекомбінація (повернення електрона провідності у валентну зону і зникнення дірки) носіїв струму. При впливі на напівпровідник світла або різних іонізуючих випромінювань відбувається перехід електронів напівпровідника в зону провідності. Напівпровідники з **p**-та **n**-переходом є основою роботи випрямлячів — приладів, які перетворюють змінний струм у постійний. Випрямляч, що базується на **p-n**-переходах, називається діодом. На властивостях **p-n**-переходу ґрунтується застосування напівпровідників як різного роду датчиків температури, тиску, освітлення, іонізуючих випромінювань. Типовими представниками напівпровідників є елементи Si і Ge.

6.2.2 Реєстрація ядерного випромінювання напівпровідниковими детекторами

Напівпровідникові детектори почали використовувати порівняно недавно, але завдяки високим лічильним характеристикам, компактності, механічній міцності й простоті пристрою вони швидко посіли одне з провідних місць у ряді детекторів ядерних випромінювань.

Як матеріал напівпровідникового твердотілого детектора використовують кремній і германій, які широко застосовуються при виготовленні діодів і транзисторів.

Існує кілька типів напівпровідникових детекторів. Найбільшого розповсюдження набули поверхнево-бар'єрні і дифузійно-дрейфові детектори.

1. Поверхнево-бар'єрні детектори — це прилади, у яких використовується **p-n**-перехід між основним кристалом (зазвичай **n**-типу) і тонкою поверхневою плівкою з того ж основного матеріалу,

але тільки **p**-типу. Поверхнево-бар'єрні детектори **n**-типу виготовляються з **n-Si** або **n-Ge**. Для електричного контакту на кристал напилюється шар золота товщиною $3 \cdot 10^{-5}$ мм.

Поверхнево-бар'єрні кремнієві детектори можна зберігати і використовувати при кімнатній температурі. Застосовують їх здебільшого для реєстрації та спектрометрії важких заряджених частинок, так як товщина чутливого об'єму детектора хоч і невелика, її цілком вистачає для повного гальмування осколків розподілу, а також протонів і α -частинок невеликих енергій.

2. Дифузійно-дрейфові детектори виготовляють зазвичай з **p-Si** або **p-Ge**, до яких у результаті дифузії та дрейфу вводиться донорна домішка Li. Таким чином, отримують **n**- і **p**-детектори. Дифузійно-дрейфові детектори мають помітно більшу товщину перехідного шару, і тому їх застосовують для реєстрації частинок високих енергій і γ -променів. Ge (Li)-детектори, які використовують зараз у γ -спектроскопії, слід постійно охолоджувати рідким азотом для зменшення дифузії літію.

Принцип дії напівпровідникових детекторів схожий із принципом дії іонізаційних камер. Ядерна частинка, потрапляючи в електричне поле, створене в низькопровідному середовищі, іонізує це середовище, у результаті цього виникає електричний імпульс. У разі газової камери, струмопровідними частинками є електронно-іонні пари, якщо тверде тіло — електронно-діркові пари. Під терміном «дірка» розуміють місце на одному з електронних рівнів в атомі, звільнене електроном під дією іонізуючої частинки. Роль газу в напівпровідниковому детекторі відіграє напівпровідниковий кристал, властивості якого, зокрема електропровідність, змінюються під дією іонізуючого випромінювання. Певним чином створюється чутлива область, у якій у звичайному стані немає вільних носіїв заряду. Потрапивши в цю область, заряджена частинка викликає іонізацію, відповідно в зоні провідності з'являються електрони, а у валентній зоні — дірки. Під дією прикладеної до електродів напруги, виникає рух електронів і дірок, формується імпульс струму. Заряд імпульсу струму несе інформацію про кількість електронів і дірок і відповідно про енергію, яку заряджена частинка втратила в чутливій області. І якщо частинка повністю втратила енергію в чутливій області, то отримують інформацію про енергію із значення струмового імпульсу, який інтегрували.

Водночас напівпровідникові детектори багато в чому істотно відрізняються від газових іонізаційних детекторів. Щільність

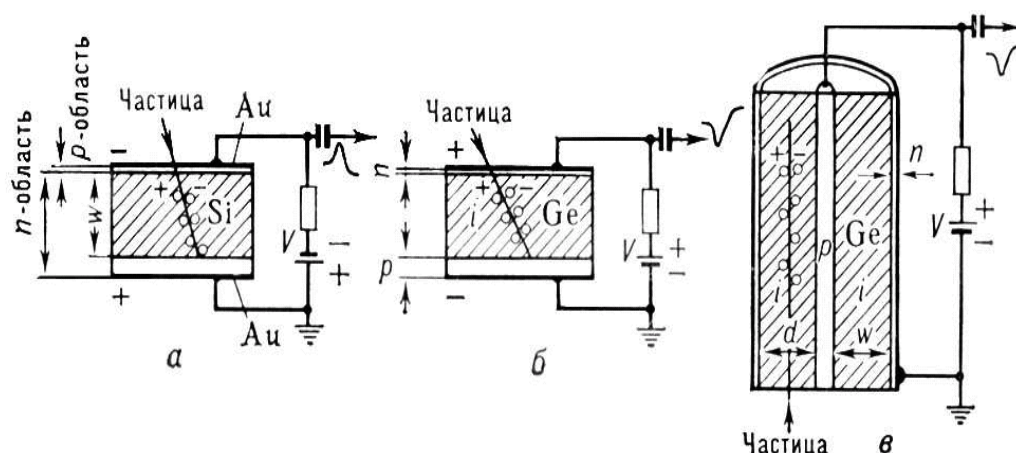


Рис. 6.1. Напівпровідникові детектори

а - кремнієвий поверхнево-бар'єрний детектор; б - дрейфовий германій-літєвий планарний детектор; в – германій-літєвий коаксіальний детектор (штрихуванням виділена чутлива область); n - область напівпровідника з електронною провідністю, p - з дірковою провідністю, i - з власною провідністю

напівпровідникових матеріалів (для Si $Z = 14$, для Ge $Z = 32$) значно вища, ніж щільність газів, і тому довжина пробігу заряджених частинок і γ -квантів у напівпровідникових детекторах набагато менша порівняно з довжиною пробігу цих частинок у газових лічильниках. Тому при поглинанні однакової енергії в напівпровідникових детекторах і газових лічильниках у перших утворюється приблизно в десять разів більше переносників заряду, ніж у других, отже, вони мають більшу ефективність для реєстрації γ -випромінювання.

Напівпровідниковий детектор γ -випромінювання має значно кращий дозвіл, ніж сцинтиляційний, який обумовлений практично повним збиранням вільних зарядів, що утворюються в результаті взаємодії γ -квантів із речовиною детектора. До переваг напівпровідникових детекторів належать також мале значення мертвого часу і розширення області, в якій дотримується лінійна залежність між енергією та імпульсом.

Напівпровідникові детектори широко застосовуються для детектування і спектрометрії заряджених частинок, нейтронів і γ -квантів.

Найбільш широко для визначення вмісту γ -випромінювальних радіонуклідів застосовують сцинтиляційні детектори на основі монокристала NaI (Tl) і напівпровідникові Ge (Li) дифузійно-дрейфові детектори. Перевага перших — найвища ефективність реєстрації γ -квантів, яка зумовлена високою щільністю речовини ($\rho = 3.67 \text{ г / см}^3$), великим ефективним атомним номером $Z = 53$. Недолік сцинтиляційних детекторів полягає в незадовільному енергетичному дозволі (8-12 %).

Перевагою напівпровідникових детекторів γ -випромінювання порівняно зі сцинтиляційними є значно кращий дозвіл, зумовлений практично повним збиранням вільних зарядів, що утворюються в результаті взаємодії γ -квантів із речовиною детектора.

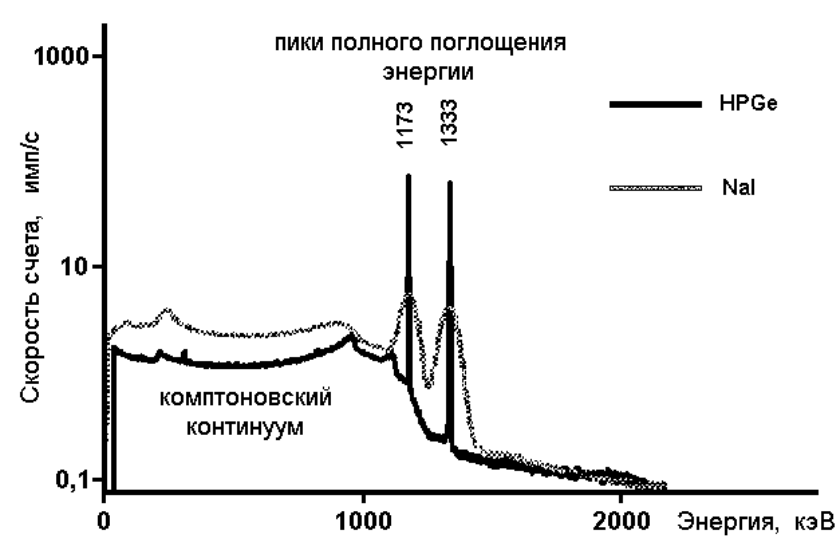


Рис. 6.2. Спектри ^{60}Co , отримані за допомогою напівпровідникового (HPGe) та сцинтиляційного (NaI) детекторів

6.3 Апаратурний спектр гамма-спектрометра

Гамма-спектрометр складається з детектора, лінійного підсилювача й амплітудно-цифрового перетворювача (АЦП), пов'язаного з персональним комп'ютером. Досліджуваний діапазон амплітуд розбивається на n (наприклад, 1024 або 4096) рівних ділянок (каналів), кожному з яких присвоюється порядковий номер (рис.6.3).

Амплітуда сигналів, що надходять на вхід АЦП, вимірюється, і в кожен канал потрапляють відповідні йому імпульси з амплітудою

$\nu_1 \pm \Delta \nu_1; \nu_2 \pm \Delta \nu_2; \dots \nu_n \pm \Delta \nu_n$, яка залежить від поглиненої кристалом енергії $E_1 \pm \Delta E_1; E_2 \pm \Delta E_2; \dots E_n \pm \Delta E_n$;



Рис. 6.3. Блок-схема γ-спектрометра

Число імпульсів, акумульованих у кожному каналі за час вимірювання t , підраховується, і в результаті виходить апаратурний спектр. Він являє собою дискретний розподіл, по осі абсцис якого відкладені номери каналів (амплітуди сигналів, енергія E_γ), а по осі ординат — число накопичених у каналах імпульсів (рис. 6.2). Надалі ця гістограма апроксимується плавною кривою з використанням тієї чи іншої математичної моделі, наприклад, функції Гаусса.

Для того щоб співвіднести номери каналів значенням енергії γ -квантів, проводять **калібрування спектрометра по енергії**. Із цією метою набирають спектри кількох стандартних джерел і в кожному спектрі визначають номери каналів, що відповідають центрам піків повного поглинання. Цим каналам надають відповідні табличні

значення E_γ (або E_x) і проводять лінійну апроксимацію залежності енергії від номера каналу спектрометра n :

$$E_\gamma = a + b \cdot n. \quad (6.1)$$

Важливою характеристикою детекторів, застосовуваних для спектрометрії випромінювань, є їх відносний енергетичний (амплітудний) дозвіл — відношення ширини фотопіка на його піввисоті (W) до енергії кванта E_γ , що відповідає цьому піку. Чим менше значення W/E_γ , тим краща роздільна здатність лінії апаратурного спектра.

Лабораторна робота 7

Визначення вмісту γ -випромінювальних радіонуклідів у зразках будівельної сировини

Радіоактивність будівельних матеріалів, що виготовляються як із гірських порід, так і з відходів промислового виробництва, зумовлена в першу чергу вмістом у них природних радіонуклідів сімейства ^{238}U , ^{232}Th , а також ^{40}K .

Для визначення можливості використання будівельної сировини в господарській діяльності розраховується ефективна питома активність сировини.

$$A_{\text{еф.}} = A_{\text{питRa}} + 1.31 A_{\text{питTh}} + 0.085 A_{\text{питK}}, \quad (6.2)$$

де $A_{\text{питRa}}$, $A_{\text{питTh}}$, $A_{\text{питK}}$ — питома активність ^{226}Ra , ^{232}Th , ^{40}K даного будівельного матеріалу; 1.31; 0.085 — вагові коефіцієнти ^{232}Th , ^{40}K стосовно ^{226}Ra , відповідно.

Залежно від величини $A_{\text{еф.}}$ будівельну сировину згідно з НРБУ-97 (Нормами радіаційної безпеки України) відносять до різних класів застосування:

- якщо величина $A_{\text{еф}}$ у будівельних матеріалах та мінеральній будівельній сировині **нижче або дорівнює 370 Бк/кг**, то вони можуть використовуватися для всіх видів будівництва без обмежень (**I клас**);

- якщо величина $A_{\text{еф}}$ у будівельних матеріалах та мінеральній будівельній сировині **вище 370 Бк/кг, але нижче або дорівнює 740 Бк/кг**, то вони можуть бути використані для промислового будівництва і для будівництва доріг (**II клас**);

- якщо величина $A_{\text{еф}}$ у будівельних матеріалах та мінеральній будівельній сировині **вище 740 Бк/кг, але нижче або дорівнює 1350 Бк/кг**, то вони можуть використовуватися (**III клас**) таким чином:

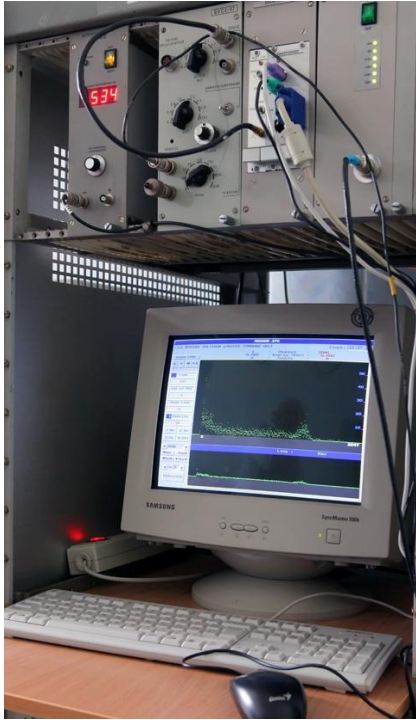


Рис.6.4. γ - спектрометр із напівпровідниковим детектором

сцинтиляційним детектором (рис. 6.4); набір джерел ЗСГД (зразкові стандартні гамма-джерела); проби будівельної сировини (гравію).

Порядок виконання роботи:

1. Калібрування енергетичної шкали спектрометра та отримання γ -спектра проби будівельної сировини.

Блок-схема γ -спектрометра наведена на рис. 6.3.

Для визначення енергії γ -випромінювання, що реєструється детектором, необхідно зробити калібрування енергетичної шкали спектрометра шляхом вимірювання набору випромінювачів із відомою енергією γ -квантів. Калібрування спектрометра в діапазоні енергій 0.06-1.8 МеВ зробити за допомогою комплекту зразкових спектрометричних γ -джерел (ЗСГД).

2. Визначення питомої активності природних радіонуклідів у будівельних матеріалах (A_{ef}).

Знайти залежність положення максимумів піків від енергії відповідного γ -випромінювання. Знайдену залежність відобразити у вигляді таблиці (табл. 6.1).

1) у межах населених пунктів
- для будівництва підземних споруд або комунікацій, покритих шаром ґрунту завтовшки більше 0.5 м, перебування людей має становити не більше 50% робочого дня;

2) за межами населених пунктів:
- для будівництва доріг;
- для спорудження гребель;
- для спорудження інших об'єктів, де перебування людей становить не більше 50% робочого дня.

Мета роботи:

Практичне ознайомлення з апаратурою для гамма-спектрометричного аналізу, кількісне визначення гамма-випромінювальних радіонуклідів у пробах будівельної сировини (гравію).

Обладнання та матеріали: Гамма-спектрометр із напівпровідниковим або

сцинтиляційним детектором (рис. 6.4); набір джерел ЗСГД (зразкові стандартні гамма-джерела); проби будівельної сировини (гравію).

Порядок виконання роботи:

1. Калібрування енергетичної шкали спектрометра та отримання γ -спектра проби будівельної сировини.

Блок-схема γ -спектрометра наведена на рис. 6.3.
Для визначення енергії γ -випромінювання, що реєструється детектором, необхідно зробити калібрування енергетичної шкали спектрометра шляхом вимірювання набору випромінювачів із відомою енергією γ -квантів. Калібрування спектрометра в діапазоні енергій 0.06-1.8 МеВ зробити за допомогою комплекту зразкових спектрометричних γ -джерел (ЗСГД).

2. Визначення питомої активності природних радіонуклідів у будівельних матеріалах (A_{ef}).

Знайти залежність положення максимумів піків від енергії відповідного γ -випромінювання. Знайдену залежність відобразити у вигляді таблиці (табл. 6.1).

Розрахувати абсолютні активності (A_i , Бк/кг) радіонуклідів за кількістю імпульсів у фотопіка з використанням формули:

$$A_i = \frac{S(E_i) - S(E_{\phi i})}{n_i \varepsilon(E_i) t P}, \quad (6.3)$$

де $S(E_i)$ — площа фотопіка повного поглинання i -того нукліда з енергією E_k (імп); $S(E_{\phi i})$ — площа фотопіка фонового випромінювання; $\varepsilon(E_i)$ — коефіцієнт ефективної реєстрації детектора γ -випромінювання з енергією (E_i); t — час набору спектра (с); P — маса зразка (кг); n_i — вихід γ -квантів на акт розпаду ядра.

Коефіцієнт ефективності реєстрації детектора розраховується із рівняння:

$$\ln \varepsilon = A + B \ln E_i, \quad (6.4)$$

де $A = 1.1$ і $B = -0.9$.

Використовуючи дані, наведені в таблиці 6.1, розрахувати активність проби й занести отримані результати до таблиці.

Таблиця 6.1

Вміст γ -випромінювальних радіонуклідів будівельної сировини (гравію)

Е, кеВ	Ізотоп	Квантовий вихід, %	Ефективність реєстрації	Площина фотопіка	Активність зразка
240	^{232}Th	48.6			
353	^{226}Ra	36.3			
585	^{232}Th	30.4			
609	^{226}Ra	45.5			
661	^{137}Cs	85.0			
910	^{232}Th	27.7			
1120	^{226}Ra	15.8			
1459	^{40}K	10.7			

Використовуючи дані, отримані при визначенні вмісту γ -випромінювальних радіонуклідів у гравії за формулою (6.2), розрахувати ефективну питому активність зразка.

Зробити висновок, до якого класу будівельної сировини можна віднести досліджуваний гравій.

Додатки

Множники і словотвірні елементи для утворення кратних і часткових одиниць та їх найменування

Множ ник	Слово- твірні елементи	Позначення		Множ ник	Слово- твірні елементи	Позначення	
		Міжна родн.	Укр.			Міжна родн.	Укр.
10^{18}	Екса	Е	Е	10^{-1}	деци	d	д
10^{15}	Пета	Р	П	10^{-2}	санти	с	с
10^{12}	Тера	Т	Т	10^{-3}	мілі	m	м
10^9	Гіга	G	Г	10^{-6}	мікро	μ	мк
10^6	Мега	M	М	10^{-9}	нано	n	н
10^3	кіло	k	к	10^{-12}	піко	p	п
10^2	гекто	h	г	10^{-15}	фемто	f	ф
10^1	дека	da	да	10^{-18}	ато	a	а

Похідні одиниці СІ, що використовуються в дозиметрії іонізуючих випромінювань та їх співвідношення з позасистемними одиницями						
Величина та її символи	Одиниця СІ		Позасистемна одиниця		Співвідношення між одиницями	
	Міжнародне позначення	Українське позначення	Міжнародне позначення	Українське позначення		
Активність (A)	Bq	Бк (беккерель)	Ci	Ки (кюрі)	$1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп/с} = 2.7 \cdot 10^{-11} \text{ Ки};$ $1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$	
Поглинена доза (D)	Gy	Гр (грей)	rad	Рад (рад)	$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг} = 100 \text{ рад};$ $1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Гр}$	
Еквівалентна доза (H)	Sv	Зв (зіверт)	rem	Бер (бер)	$1 \text{ Зв} = 1 \text{ Гр} / W_R = 1 (\text{Дж/кг}) / W_R =$ $= 100 \text{ рад} / W_R = 100 \text{ бер};$ $1 \text{ бер} = 100 \text{ рад} / W_R = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Гр} / W_R =$ $= 1 \cdot 10^{-2} \text{ Зв}$	
Експозиційна доза (X)	C/kg	Кл/кг	R	P (рентген)	$1 \text{ Кл/кг} = 3.88 \cdot 10^3 \text{ Р}$ $1 \text{ Р} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$	
Гамма-стала радіонукліда (Γ_γ)	—	—	$\frac{R \cdot \text{см}^2}{\text{h} \cdot \text{mCi}}$	$\frac{\text{Р} \cdot \text{см}^2}{\text{год} \cdot \text{МК}}$	$1 (\text{Р} \cdot \text{см}^2) / (\text{год} \cdot \text{МКи}) = 0.152$ $(\text{аГр} \cdot \text{м}^2) / (\text{с} \cdot \text{Бк})$	
Керма-постійна радіонукліда (Γ_δ)	$\frac{\text{Gym}^2}{\text{s} \cdot \text{Bq}}$	$\frac{\text{Гр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}}$	—	—	$1 (\text{аГр} \cdot \text{м}^2) / (\text{с} \cdot \text{Бк}) = 6.554$ $(\text{Р} \cdot \text{см}^2) / (\text{год} \cdot \text{МКи})$	
Керма-еквівалент джерела (K_e)	$\frac{\text{Gym}^2}{\text{s}}$	$\frac{\text{Гр} \cdot \text{м}^2}{\text{с}}$	—	—	$1 \text{ нГр} \cdot \text{м}^2 / \text{с} \approx 2 \text{ мг-екв Ra}$	
Міліграм-еквівалент M	—	—	—	мг-екв радіа	$1 \text{ мг-екв} \approx 0.5 \text{ нГр} \cdot \text{м}^2 / \text{с}$	

Література

1. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика. — Харьков: Основа, 1991. — 480 с.
2. Лукьянов В.Б., Бердоносков С.С., Богатырев И.О., Заборенко К.Б., Иофа Б.З. Радиоактивные индикаторы в химии. Проведение эксперимента и обработка результатов. — М.: Высшая школа, 1977. — 280 с.
3. Лукьянов В.Б., Бердоносков С.С., Богатырев И.О., Заборенко К.Б., Иофа Б.З. Радиоактивные индикаторы в химии. Основы метода. — М.: Высшая школа, 1985. — 287 с.
4. Практикум «Основы радиохимии и радиоэкологии» Абрамов А.А., Алиев Р. А. Афанасов М. И. и др. / Под редакцией М.И. Афанасова. — М.: «МГУ им. М.В. Ломоносова», 2012. — 98 с.
5. Бекман И.Н. Радиохимия. Т. I. Радиоактивность и радиация. — М.: Онотопринт, 2011. — 397 с.
6. Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97). — Київ, 1997. — 127 с.
7. Основні санітарні правила роботи з радіоактивними речовинами та джерелами іонізуючого опромінення ОСПУ-2005. — Київ, 2005. — 97 с.
8. Козлов В.Ф. Справочник по радиационной безопасности. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 192 с.
9. Машкович В.П., Кудрявцев А.В. Защита от ионизирующих излучений. — М.: Энергоиздат, 1995. — 496 с.
10. Сапожников Ю.А., Калмыков С.Н., Алиев Р.А. Методическое руководство к курсу «Основы радиохимии и радиоэкологии». Жидкостно-сцинтилляционная спектроскопия. — М.: Химфак МГУ, 2003 . — 48 с.
11. Хольнов Ю.В. и др. Оцененные значения ядерно-физических характеристик радиоактивных нуклидов. Справочник. — М.: Энергоиздат, 1982. — 311 с.
12. Громов В. В. Краткий курс радиохимии. — М.: Атомиздат, 1966. — 248 с.
13. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. — М.: Изд. Ин. лит., 1960. — 464с.
14. Келлер К. Радиохимия / Пер. с нем. — М.: Атомиздат, 1978. — 200 с.

15. Эрдеи-Груз Т. Основы строения материи / Пер. с нем. — М.: Мир, 1976. — 488 с.
16. Краткий курс радиохимии. Под ред. акад. А.В. Николаева. — М.: Высш. шк., 1969. — 334 с.
17. Нефедов В.Д., Текстер Е.Н., Торопова М.А. Радиохимия. — М.: Высш. шк., 1987. — 272 с.
18. Краснопорова А.П. Хімія радіоактивних елементів. Навчально-методичний посібник. Ч. I. — Харків: Основа, 2012. — 78 с.
19. Краснопорова А.П. Хімія радіоактивних елементів. Навчально-методичний посібник. Ч. II. — Харків: Основа, 2012. — 96 с.